

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР  
«ИНСТИТУТ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ им. А.М. ПРОХОРОВА  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

На правах рукописи

КОЖАЕВ МИХАИЛ АЛЕКСАНДРОВИЧ

**ГЕНЕРАЦИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН СВЕРХКОРОТКИМИ  
ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ  
МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ**

Специальность 01.04.07 —

«физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физ.-мат. наук

Белотелов В.И.

Научный консультант:

доктор физ.-мат. наук

Звездин А.К.

Москва — 2020

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение .....	4
<b>ГЛАВА 1 Методы оптического управления намагниченностью в диэлектрических магнитных материалах</b>	<b>11</b>
1.1 Фотомагнитные и обратные магнитооптические эффекты .....	11
1.1.1 Обратные МО эффекты .....	11
1.1.2 Фотомагнитные эффекты .....	14
1.1.3 Оптически индуцированное размагничивание .....	18
1.2 Магнитостатические спиновые волны .....	22
1.2.1 Континуальная теория спиновых волн .....	23
1.2.2 Виды магнитостатических спиновых волн .....	26
1.3 Постановка цели и задач .....	27
1.4 Используемые в работе методы и экспериментальные установки .....	28
1.4.1 Теоретические методы .....	28
1.4.2 Измерение спектров пропускания и эффекта Фарадея .....	30
1.4.3 Измерение обратных магнитооптических эффектов и спиновых волн ..	30
1.4.4 Исследуемые образцы .....	32
<b>ГЛАВА 2 Оптическая генерация различных типов спиновых волн</b>	<b>33</b>
2.1 Оптическое возбуждение поверхностных магнитостатических спиновых волн в диэлектрическом магнитном слое .....	33
2.1.1 Экспериментальная демонстрация .....	34
2.1.2 Анализ результатов .....	35
2.2 Измерение локальных магнитных полей с помощью оптически возбуждаемых магнитостатических волн .....	39
2.2.1 Экспериментальная демонстрация .....	39
2.2.2 Анализ результатов .....	43
2.3 Результаты и выводы главы 2 .....	47
<b>ГЛАВА 3 Генерация спиновых волн в магнитофотонных кристаллах</b>	<b>49</b>
3.1 Локализация электромагнитного излучения в магнитофотонных кристаллах для задач обратной магнитооптики .....	49
3.1.1 Экспериментальная демонстрация .....	50
3.1.2 Анализ результатов .....	53
3.2 Результаты и выводы главы 3 .....	57

<b>ГЛАВА 4 Управление свойствами оптически генерируемых спиновых волн</b>	<b>59</b>
4.1 Управление начальной фазой оптически генерируемой спиновой волны ...	59
4.1.1 Фаза оптически возбуждаемых спиновых волн .....	60
4.1.2 Экспериментальная демонстрация .....	63
4.1.3 Зависимость фазы прецессии от азимутального угла луча накачки и анализ результатов .....	64
4.2 Результаты и выводы главы 4 .....	65
<b>Заключение .....</b>	<b>67</b>
<b>Список сокращений и условных обозначений .....</b>	<b>70</b>
<b>Список литературы .....</b>	<b>71</b>

## Введение

Диссертационная работа посвящена исследованию методов оптического возбуждения магнитостатических спиновых волн в магнитных диэлектрических слоях за счет обратного магнитооптического эффекта Фарадея.

**Актуальность работы** обусловлена фундаментальным и прикладным интересом к свойствам и методам управления спиновыми волнами. Важность этих задач объясняется возможностью применения спиновых волн для передачи информации, а также создания логических элементов на основе спиновых волн (магنونной логики). По сравнению с используемой сейчас электронной логикой преимуществами магنونной являются низкие потери (отсутствует физическая граница снизу на тепловыделение материала при распространении спиновых волн) и высокая потенциальная частота логических элементов (до терагерцового диапазона включительно).

Для генерации спиновых волн в разрабатываемых в настоящее время логических элементах зачастую используются наноразмерные антенны, на которые подается СВЧ излучение. В то же время, существует ряд оптических методов, позволяющих управлять намагниченностью. Среди них можно отметить фотоиндуцированное размагничивание, фотомагнитные эффекты и обратные магнитооптические эффекты. Генерация спиновых волн ультракороткими лазерными импульсами дает несколько важных преимуществ в сравнении с обычным подходом, основанным на использовании микроволн. В частности, сфокусированное лазерное пятно играет роль точечного источника спиновых волн и позволяет осуществлять управление спиновыми волнами и возбуждать различные типы спиновых волн (например, поверхностные и обратные объемные магнитостатические волны). Оптический источник спиновых волн может легко перемещаться по образцу.

Наибольшими перспективами обладает возбуждение спиновых волн в диэлектрических пленках ферритов-гранатов, поскольку в этих материалах коэффициент затухания Гильберта на несколько порядков меньше, чем в ферромагнитных металлах, и, следовательно, время затухания и длина распространения спиновых волн гораздо больше. Вместе с тем, на данный момент, метод оптического возбуждения спиновых волн в ферритах-гранатах изучен и развит недостаточно. Остаются открытыми вопросы управления параметрами спиновых волн, излучения монохроматических спиновых волн, модификации их диаграммы направленности и увеличения длины распространения.

Для дальнейшего развития технологий на основе магнонов необходимо решить проблему эффективного нетермического возбуждения и управления спиновыми волнами с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Данная диссертация посвящена решению этой

проблемы.

**Цель диссертационной работы** состоит в исследовании методов генерации спиновых волн и управления их свойствами с помощью обратного магнитооптического эффекта Фарадея посредством сверхкоротких оптических импульсов.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Исследовать возможность генерации различных типов магнитостатических спиновых волн в тонких пленках висмут–замещенного феррита–граната с помощью фемтосекундных лазерных импульсов;
2. Изучить влияние магнитных кристаллографических свойств материала на характеристики генерируемых спиновых волн;
3. Исследовать возможность резонансного усиления эффективности генерации спиновых волн в наноструктурированных материалах;
4. Разработать методы оптического управления свойствами возбуждаемых спиновых волн.

**Научная новизна** диссертационной работы определяется следующими новыми результатами:

1. Продемонстрирована возможность генерации в магнитных диэлектриках поверхностных магнитостатических спиновых волн (ПМСВ) наряду с обратными объемными магнитостатических спиновых волн (ОМСВ);
2. Показана возможность управления относительной эффективностью возбуждения ПМСВ и ОМСВ при оптическом методе их возбуждения;
3. Представлен метод определения локальных характеристик магнитной пленки, таких как константы кубической и одноосной анизотропии, основанный на анализе зависимости спектра магнитостатических волн от азимутального угла поворота образца в магнитном поле;
4. Показана возможность усиления обратного магнитооптического эффекта Фарадея в магнитном микрорезонаторе, окруженном брэгговскими зеркалами;
5. Продемонстрирована возможность управления фазой генерируемой оптически спиновой волны.

**Практическая значимость** состоит в возможности применения результатов, представленных в диссертации, для следующих целей:

1. Разработка устройств для локального анализа магнитокристаллических характеристик тонких пленок;
2. Увеличение эффективности оптического возбуждения спиновых волн;
3. Реализация магنونной логики с применением полностью оптических методов записи и считывания.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Фокусировка фемтосекундных лазерных импульсов накачки с циркулярной поляризацией в область размером порядка 10 микрон и менее приводит к генерации магнитостатических спиновых волн за счет обратного эффекта Фарадея;
2. Распределение электромагнитного поля в магнитной пленке определяет относительную эффективность генерации различных типов магнитостатических спиновых волн, возбуждаемых за счет обратного эффекта Фарадея;
3. Угол между внешним магнитным полем и кристаллографическими осями магнитной пленки влияет на частотный спектр оптически генерируемых посредством обратного эффекта Фарадея спиновых волн за счет взаимосвязи дисперсии спиновых волн с зависящей от этого угла плотности внутренней энергии магнитного кристалла;
4. В магнитофотонном кристалле с магнитным микрорезонаторным слоем происходит кратное усиление обратного эффекта Фарадея на длине волны накачки, соответствующей микрорезонаторной моде;
5. Начальная фаза спиновой волны, генерируемой за счет обратного эффекта Фарадея, зависит от азимутального угла падения оптического импульса относительно внешнего магнитного поля (приблизительно пропорционально арктангенсу синуса азимутального угла).

**Апробация работы.** Результаты диссертационной работы неоднократно докладывались на семинарах Теоретического отдела в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН, а также на следующих молодежных, всероссийских и международных конференциях и школах: Moscow International Symposium on Magnetism

(MISM: Москва, 2017), International symposium Spin Waves (SW: Санкт-Петербург, 2015; Санкт-Петербург, 2018), International Conference on Magnetism (ICM: Барселона, Испания, 2015), International Advanced School on Magnonics (Magnonics: Эксетер, Соединенное Королевство, 2016), International Workshop & School on Spin Transfer 2016 (NANOMATERIALS: Нанси, Франция, 2016), Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism" (EASTMAG: Красноярск, 2016), IEEE International Magnetism Conference (INTERMAG: Дублин, Ирландия, 2017; Сингапур, 2018), Ultrafast Magnetism Conference (UMC: Кайзерслаутерн, Германия, 2017), Russian-Swiss Seminar (Materials of electronics in ultrashort ultrastrong electromagnetic field) (Москва, 2018), Ultrafast Spintronics: from Fundamentals to Technology (SPICE-Workshop: Майнц, Германия, 2018).

**Публикации.** Материалы диссертации полностью изложены в 5 научных статьях [1–5], которые опубликованы в рецензируемых журналах, индексируемых в системах Web of Science и Scopus, и включенных Высшей аттестационной комиссией в список изданий, рекомендуемых для опубликования основных научных результатов диссертации на соискание ученой степени кандидата наук.

**Достоверность результатов** обусловлена применением разработанных теоретических методов, а также согласием с результатами, полученными другими группами в соответствующем приближении. Экспериментальные результаты подтверждаются верификацией с использованием других образцов.

**Личный вклад автора.** Все представленные результаты получены автором лично или при непосредственном участии. Использованные автором установки для исследования прямых и обратных магнитооптических эффектов были созданы при непосредственном участии автора.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Полный объем диссертации составляет 80 страницы с 28 рисунками. Список литературы содержит 113 наименований.

### **Публикации автора по теме диссертации**

1. Чернов А.И., Кожаев М.А., Ветошко П.М., Додонов Д.В., Прокопов А.Р., Шумилов А.Г., Шапошников А.Н., Бержанский В.Н., Звездин А.К., Белотелов В.И. Локальное зондирование магнитных пленок с помощью оптического возбуждения магнитостатических волн // Физика твердого тела.—2016.—Т. 58, № 6.—С. 1093-1098.

2. Chernov A.I., Kozhaev M.A., Savochkin I.V., Dodonov D.V., Vetoshko P.M., Zvezdin A.K., Belotelov V.I. Optical excitation of spin waves in epitaxial iron garnet films: MSSW vs BVMSW // Optics letters.–2017.–Vol. 42, no. 2.–P. 279-282.
3. Savochkin I.V., Jackl M., Belotelov V.I., Akimov I.A., Kozhaev M.A., Sylgacheva D.A., Chernov A.I., Shaposhnikov A.N., Prokopov A.R., Berzhansky V.N., Yakovlev D.R., Zvezdin A.K., Bayer M.. Generation of spin waves by a train of fs-laser pulses: a novel approach for tuning magnon wavelength // Scientific Reports.–2017.–Vol. 7, no. 1.–P. 5668.
4. Kozhaev M.A., Chernov A.I., Sylgacheva D.A., Shaposhnikov A.N., Prokopov A.R., Berzhansky V.N., Zvezdin A.K., Belotelov V.I. Giant peak of the inverse faraday effect in the band gap of magnetophotonic microcavity // Scientific reports.–2018.–Vol. 8, no. 1.– P. 11435.
5. Chernov A.I., Kozhaev M., Khramova A., Shaposhnikov A.N., Prokopov A.R., Berzhansky V.N., Zvezdin A.K., Belotelov V.I. Control of the phase of the magnetization precession excited by circularly polarized femtosecond-laser pulses // Photonics Research. –2018.–Vol. 6, no. 11.–P. 1079-1083.
6. Kozhaev M.A., Chernov A.I., Akimov I.A., Zvezdin A.K., Belotelov V.I., Influence of the fs-optical pump power on spin dynamics in rare earth iron garnets, International symposium Spin Waves 2015 (SW2015), St.Petersburg, Russia, 7-13 June 2015, book of abstracts, p. 57 - oral.
7. Berzhansky V.N., Karavainikov A.V., Mikhailova T.V., Prokopov A.R., Shaposhnikov A.N., Kozhaev M.A., Kharchenko M.F., Lukienko I.M., Miloslavskaya O.V., Kharchenko Y.M., Faraday rotation in (Bi, Gd, Al):YIG films and microcavity 1D-MPCs on their base in temperature range 300-20K, 20th International Conference on Magnetism (ICM2015), Barcelona, Spain, 5-10 July 2015, book of abstracts, p. 2035 - poster.
8. Berzhansky V.N., Karavainikov A.V., Mikhailova T.V., Prokopov A.R., Shaposhnikov A.N., Kozhaev M.A., Kharchenko M.F., Lukienko I.M., Miloslavskaya O.V., Kharchenko Y.M., One-dimensional photonic crystals with double-layered magneto-active defects, 20th International Conference on Magnetism (ICM2015), Barcelona, Spain, 5-10 July 2015, book of abstracts, p. 2036 - poster.
9. Chernov A.I., Kozhaev M.A., Vetoshko P.M., Zvezdin A.K., Belotelov V.I.. Excitation of surface spin waves in dielectric films by fs-laser pulses. International Workshop & School

on Spin Transfer 2016 (NANOMATERIALS 2016), 19-23 September 2016, Nancy, France, Abstracts posters, #54. - poster.

10. Kozhaev M.A., Chernov A.I., Shaposhnikov A.N., Berzhansky V.N., Zvezdin A.K., Belotelov V.I. Fs-laser pulse driven magnetization dynamics in confined optical microstructures. International Workshop & School on Spin Transfer 2016 (NANOMATERIALS 2016), 19-23 September 2016, Nancy, France, Abstracts (Invited Speakers & Oral Presentations), #4. - oral.
11. Kozhaev M.A., Chernov A.I., Dodonov D.V., Vetoshko P.M., Zvezdin A.K., Belotelov V.I. All-optical pumping and probing of magnetostatic surface spin waves in rare-earth iron garnet film, 2nd International Advanced School on Magnonics 2016, Exeter, UK, 19-24 June 2016, program - poster.
12. Kozhaev M.A., Chernov A.I., Belotelov V.I. Optical magnetostatic surface spin waves generation in epitaxial films in rare earth iron garnet, VI Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism" (EASTMAG-2016), August 15-19, 2016, Krasnoyarsk, Russia, book of abstracts p. 346 - poster.
13. Kalish A., Kozhaev M., Chernov A., Shaposhnikov A., Berzhansky V., Zvezdin A., Belotelov V., Optical excitation of magnetization dynamics in magnetic optical microcavity, IEEE International Magnetism Conference INTERMAG Europe 2017, Dublin, Ireland, April 24-28, 2017, Digest Book, p. 676 - poster.
14. Savochkin I.V., Jackl M., Belotelov V.I., Akimov I.A., Kozhaev M.A., Sylgacheva D.A., Chernov A.I., Shaposhnikov A.N., Prokopov A.R., Berzhansky V.N., Yakovlev D.R., Zvezdin A.K., Bayer M., Tunability of the wavevector of spin waves optically generated in iron garnet films, Book of Abstracts of the International Symposium on Magnetism (MISM), p. 188, July 1-5, 2017, Moscow, Russia - poster.
15. Savochkin I.V., Jackl M., Akimov I.A., Kozhaev M.A., Sylgacheva D.A., Chernov A.I., Shaposhnikov A.N., Prokopov A.R., Berzhansky V.N., Yakovlev D.R., Zvezdin A.K., Bayer M., Belotelov V.I., Excitation of spin waves in iron garnet films by a train of fs-laser pulses, Book of Abstracts of the 3rd "Ultrafast Magnetism Conference" (UMC2017), p. 95, October 9-13, 2017, Kaiserslautern, Germany - oral.
16. Kozhaev M.A., Chernov A.I., Sylgacheva D.A., Shaposhnikov A.N., Berzhansky V.N., Zvezdin A.K., Belotelov V.I., Inhomogeneous inverse Faraday effect in a magnetic layer

- sandwiched between Bragg mirrors, Book of Abstracts of the 3rd “Ultrafast Magnetism Conference” (UMC2017), p. 146, October 9-13, 2017, Kaiserslautern, Germany - poster.
17. Savochkin I.V., Jackl M., Belotelov V., Akimov I., Kozhaev M., Sylgacheva D., Chernov A., Shaposhnikov A., Prokopov A., Berzhansky V., Yakovlev D., Zvezdin A., Bayer M., Excitation of spin waves with controllable wavelength and spectrum by femtosecond laser pulses. INTERMAG 2018, Singapore, 23-27 April 2018, Digest Book, p. 1291 - poster.
  18. Chernov A.I., Kozhaev M.A., Zvezdin A.K., Belotelov V.I., Influence of the laser pulse incidence angle on the phase of the optically excited magnetization precession, International Symposium on Spin Waves “Spin Waves 2018”, Saint-Petersburg, Russia, 3-8 June 2018, Program Abstracts, p. 88 - poster.
  19. Savochkin I., Jackl M., Belotelov V., Akimov I., Kozhaev M., Sylgacheva D., Chernov A., Shaposhnikov A., Prokopov A., Berzhansky V., Yakovlev D., Zvezdin A., Bayer M., Excitation of spin waves with controllable phase and wavelength by femtosecond laser pulses, International Symposium on Spin Waves “Spin Waves 2018”, Saint-Petersburg, Russia, 3-8 June 2018, Program Abstracts, p. 128 - poster.
  20. Chernov A.I., Kozhaev M.A., Zvezdin A.K., Belotelov V.I., Enhancement of the inverse Faraday effect in magnetophotonic microcavity induced by fs-laser pulses, Russian-Swiss Seminar (Materials of electronics in ultrashort ultrastrong electromagnetic field), November 28-29 2018, Moscow, Russia, book of abstracts, p. 41 - poster.
  21. Khramova A.E., Kozhaev M.A., Chernov A.I., Belotelov V.I., Modification of the phase of magnetization precession excited by laser pulses in magnetic films, Russian-Swiss Seminar (Materials of electronics in ultrashort ultrastrong electromagnetic field), November 28-29 2018, Moscow, Russia, book of abstracts, p. 39 - poster.
  22. Kozhaev M.A., Chernov A.I., Sylgacheva D.A., Shaposhnikov A.N., Berzhansky V.N., Zvezdin A.K., Belotelov V.I., Photonic crystals for magnon applications, Ultrafast Spintronics: from Fundamentals to Technology (SPICE-Workshop), Mainz, Germany, October 23rd-26th 2018 - poster.
  23. Savochkin I.V., Chernov A.I., Kozhaev M.A., Belotelov V.I., Spatial modulation of femtosecond laser pulses for spin dynamics control, Ultrafast Spintronics: from Fundamentals to Technology (SPICE-Workshop), Mainz, Germany, October 23rd-26th 2018 - poster.

## Методы оптического управления намагниченностью в диэлектрических магнитных материалах

### 1.1 Фотомагнитные и обратные магнитооптические эффекты

Широко известны прямые магнитооптические явления, связанные с изменением диэлектрической проницаемости среды в магнитном поле [6]. Магнитооптические эффекты Фарадея и Керра находят применения в микроскопии, системах управления оптическим излучением, а также в устройствах, для которых требуется наличие нарушения симметрии по обращению времени (например, оптические изоляторы) [7–9]. Однако, не меньший интерес представляют обратные явления, при которых магнитный порядок в среде управляется оптическим путем.

#### 1.1.1 Обратные МО эффекты

Обратные магнитооптические эффекты – широкий класс явлений, при которых происходит изменение магнитного порядка в среде под воздействием электромагнитного излучения. Впервые теоретическое предсказание их существования было опубликовано в работе Л.П. Питаевского в 1960 г. [10]. В ней был предсказан обратный эффект Фарадея в плазме, при котором циркулярно-поляризованная волна приводит к намагничиванию плазмы. Через несколько лет Дж. Ван дер Зиль [11] и П. Першан [12] теоретически рассмотрели и экспериментально обнаружили обратный эффект Фарадея в пара- и диамагнитных твердых телах. Экспериментальное доказательство существования обратного эффекта Фарадея было получено французскими физиками в 1970 г. [13].

Следуя подходу Питаевского, основной вклад в энергию взаимодействия света со средой вносит электродипольный член, определяемый произведением напряженности поля световой волны  $\mathbf{E}$  и поляризации  $\mathbf{P}$ . Это приводит к тому, что осциллирующее электрическое поле светового потока с циркулярной поляризацией порождает в среде постоянную намагниченность  $\mathbf{M}(0) \propto [\mathbf{E}(\omega) \times \mathbf{E}^*(\omega)]$ .

Рассмотрим намагниченную постоянным магнитным полем среду с пренебрежимо малым поглощением. Обобщенный принцип симметрии кинетических коэффициентов задаёт условие на диэлектрический тензор среды:  $\epsilon_{ik}(\mathbf{M}) = \epsilon_{ki}(-\mathbf{M})$  [14]. Помимо этого, из прозрачности среды следует, что  $\epsilon_{ik} = \epsilon_{ki}^*$ . Тогда, раскладывая тензор в ряд по направляющим

косинусам  $\alpha_i$  до второго порядка по намагниченности, получаем:

$$\epsilon = \epsilon_i \delta_{ik} + i f_{ikl} \alpha_l + g_{iklm} \alpha_l \alpha_m, \quad (1.1)$$

где  $f_{ikl}$ ,  $g_{iklm}$  описывают линейную и квадратичную магнитооптическую связь, соответственно. В кубических кристаллах существуют следующие ненулевые компоненты аксиального тензора  $f_{ikl}$ :  $f_{xyz} = f_{yzx} = f_{zxy} = -f_{zyx} = -f_{xzy} = -f_{yxz} = f$ , что напрямую связано с величиной гирации. Для кубических кристаллов точечных групп  $T_d$ ,  $O$  и  $O_h$  ненулевыми компонентами полярного тензора  $g_{iklm}$  являются следующие:  $g_{11} = g_{22} = g_{33}$ ,  $g_{12} = g_{13} = g_{21} = g_{23} = g_{31} = g_{32}$ ,  $g_{44} = g_{55} = g_{66}$ , где компоненты тензора даны в обозначениях:  $xx = 1$ ,  $yy = 2$ ,  $zz = 3$ ,  $zy = yz = 4$ ,  $xz = zx = 5$ ,  $xy = yx = 6$  [15].

Для феноменологического описания рассмотрим задачу о воздействии света на намагниченность с точки зрения термодинамики. Под воздействием лазерного излучения происходит изменение свободной энергии кристалла. Представим это изменение в виде, усреднённом по быстрым осцилляциям поля с точностью до квадратичных членов по намагниченности [14, 16]:

$$\Delta F = -\frac{i f_{ikl}}{4\pi} E_i E_k^* M_l - \frac{g_{iklm}}{4\pi} E_i E_k^* M_l M_m. \quad (1.2)$$

Влиянием переменного магнитного поля световой волны в области оптических частот пренебрежем. Магнитное поле можно найти дифференцируя свободную энергию по намагниченности [14]:

$$\mathbf{H}_{eff} = -\partial \Delta F / \partial \mathbf{M}. \quad (1.3)$$

Тогда для кристалла с кубической симметрией из уравнения 1.2 получаем [16]:

$$\mathbf{H}_{eff} = \underbrace{\frac{icn_0}{2\pi\omega} K(\omega) [\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]}_{\text{ОЭФ}} + \underbrace{\left( -\frac{cn_0}{\pi\omega} C_{[001]} \mathbf{M} (\mathbf{E}_\perp \mathbf{E}_\perp^*) - \frac{3cn_0}{\pi\omega} C_{[111]} \text{Re} (\mathbf{E}_\perp (\mathbf{M} \mathbf{E}^*)) \right)}_{\text{ОЭКМ}}, \quad (1.4)$$

где  $n_0$  — показатель преломления материала,  $K(\omega) = \frac{\pi\omega}{2cn_0} a$  — постоянная Кунда,  $a$  — магнитооптический коэффициент, связанный с гироэлектрическими свойствами кристалла<sup>1</sup>,  $C_{[001]}$ ,  $C_{[111]}$  — постоянные Коттона–Мутона для направлений векторов намагниченности вдоль осей [001] и [111], соответственно,  $\mathbf{E}_\perp$  — проекция вектора напряженности световой волны на плоскость, перпендикулярную намагниченности  $\mathbf{M}$ . Таким образом, циркулярно-поляризованный свет создает эффективное магнитное поле вдоль направления распространения света за счет обратного эффекта Фарадея (первое слагаемое в уравнении 1.4), а при

<sup>1</sup>Магнитооптический коэффициент  $\mathbf{a}$  в общем случае является матрицей с комплексными элементами, описывающей связь гирации кристалла с намагниченностью  $g_i = a_{ij} M_j$ . Однако, здесь и далее для простоты будет рассматриваться распространённый случай  $\mathbf{a} = a \cdot \mathbf{I}$ .

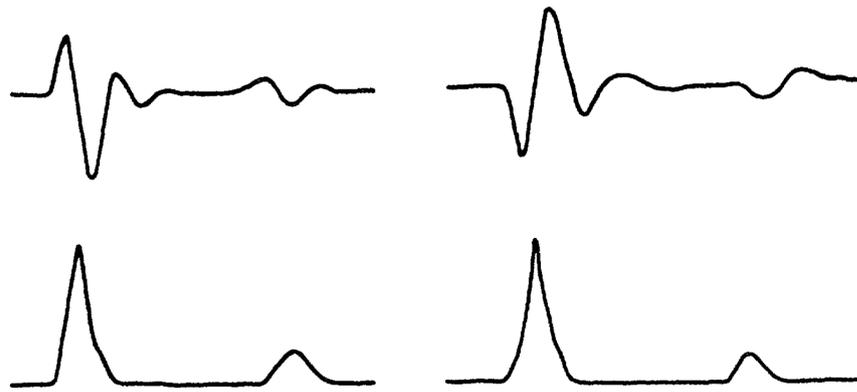


Рис. 1.1: Вверху: осциллограммы  $dM/dt$ , полученные для правой и левой циркулярных поляризаций лазерного импульса при температуре 4,21 К на образце  $\text{CaF}_2$  с 3,1 % допированием ионами  $\text{Eu}^{2+}$ . Внизу: осциллограммы интенсивности соответствующих лазерных импульсов. [11].

линейной поляризации магнитное поле, индуцируемое в кристалле, возникает из-за обратного эффекта Коттона–Мутона (второе слагаемое в уравнении 1.4).

### Обнаружение обратного эффекта Фарадея

Развитие лазерных источников света в 70-х годах прошлого века привело к появлению большого количества исследований нелинейных оптических эффектов в различных материалах [17]. Исследование взаимодействия света большой мощности с веществом позволило обнаружить новые эффекты, связывающие кажущиеся различными явления. Среди прочих в 1965 году была продемонстрирована оптически индуцированная намагниченность в непоглощающей среде – обратный эффект Фарадея [11].

В работе [11] исследовались несколько типов материалов:  $\text{Eu}^{+2}:\text{CaF}_2$ , диамагнитные стекла, органические и неорганические жидкости. В качестве источника света использовался рубиновый лазер с энергией в импульсе 0,1 Дж и длительностью импульса 30 нс (плотность энергии в импульсе при фокусировке до 300 мДж/см<sup>2</sup>). Намагниченность регистрировалась катушкой с 30 витками. Эксперименты проводились в отсутствии внешних магнитных полей. Было продемонстрировано изменение намагниченности среды под действием лазерного импульса (рис. 1.1), меняющая знак при инверсии циркулярной поляризации лазера.

### Обнаружение обратного эффекта Коттона–Мутона

В отличие от обратного эффекта Фарадея, обратный эффект Коттона–Мутона (называемый ещё обратным эффектом Фохта) проявляется в линейно-поляризованном свете.

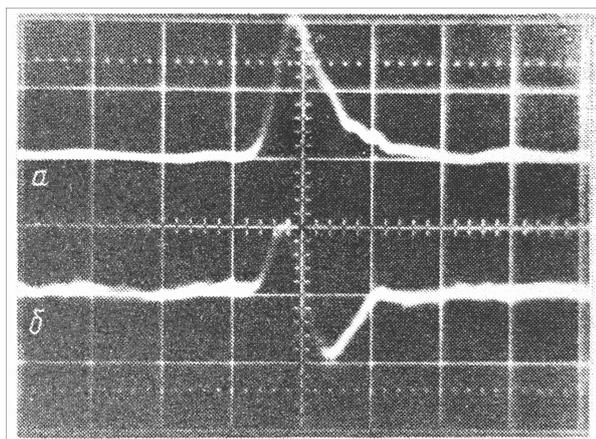


Рис. 1.2: Осциллограмма лазерного импульса (а) и изменения намагниченности образца (б). Изменение намагниченности регистрируется по сигналу ЭДС в трехвитковой катушке на поверхности образца (б). Развертка 20 нс/дел [18].

Обратный эффект Коттона-Мутона был экспериментально обнаружен в 1987 г. в плёнке  $\text{Bi}$ -содержащего феррита-граната под действием линейно поляризованного оптического излучения [18]. В работе исследовались образцы  $(\text{Lu, Bi})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$  толщиной 10 мкм и ориентацией плоскости плёнки [111]. Эксперимент был поставлен следующим образом: образец помещался в магнитное поле перпендикулярно плоскости образца. С помощью неодимового лазера создавали 20 нс импульсы линейно поляризованного света с плотностью мощности до  $750 \text{ мДж/см}^2$ , которые посылались нормально к поверхности образца. Изменение намагниченности образца фиксировалось трёхвитковой катушкой, помещаемой на поверхности образца. Форма зависимости величины наведённой в катушке ЭДС от интенсивности проходящего импульса представлена на рисунке 1.2.

### 1.1.2 Фотомагнитные эффекты

Кроме обратных магнитооптических эффектов, существуют и другие механизмы воздействия света на намагниченность магнитоупорядоченного материала. Среди них стоит выделить эффект фотоиндуцированной магнитной анизотропии, заключающийся в том, что линейно-поляризованные лазерные импульсы изменяют магнитокристаллическую анизотропию кристалла. Данный эффект, в отличие от обратных магнитооптических эффектов, относят к фотомагнитным эффектам. Это связано с тем, что под воздействием света в материале происходит перераспределение электронной плотности, что приводит к возникновению нового магнитного равновесного состояния. Данный эффект не связан с нагревом и является нетепловым, что подтверждается зависимостью от поляризации импульса накачки.

Фотомагнитный эффект существует, например, в ферритах-гранатах с определенными допирующими примесями [19, 20], равно как и в недопированном феррите-граната с включениями свинца [21]. Оптически индуцированный перенос электрона между ионами в неэквивалентных позициях может изменять магнитокристаллическую анизотропию посредством перераспределения ионов. В отличие от обратных магнитооптических эффектов, которые проявляются только во время распространения излучения через магнитный материал, фотоиндуцированное изменение анизотропии существует существенно дольше (до единиц пикосекунд [22]).

Рассмотрим возбуждение спиновой прецессии в тонких пленках феррита-граната с помощью линейно-поляризованных лазерных импульсов, описанное в работе [23, 24]. При этом использовалась прозрачная магнитная пленка граната состава  $\text{Lu}_{2.69}\text{Y}_{0.65}\text{Bi}_{0.66}\text{Fe}_{3.85}\text{Ga}_{1.15}\text{O}_{12}$  с небольшим числом включений Pb. Толщина пленки составляла 7.5 мкм, а намагниченность насыщения –  $4\pi M_s = 550$  Гс. Пленка была выращена на подложке из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (001).

Образец помещался во внешнее магнитное поле, направленное вдоль плоскости. Было показано, что амплитуда и фаза прецессии намагниченности зависят от поляризации падающих импульсов накачки (см. рис. 1.3). Эта зависимость является доказательством того, что эффект не связан с нагревом: при эффекте размагничивания за счет нагревания спиновая прецессия не зависит от поляризации импульса накачки.

В работе [25] была продемонстрирована возможность изменения магнитной анизотропии в гранатах. В исследовании рассматривалась пленка  $(\text{YBiPrLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  толщиной 10 мкм, выращенная на  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  с ориентацией (210). Для накачки и зондирования использовались импульсы длительностью 170 фс на длине волны 690 нм с плотностью энергии в импульсе  $2$  мДж/см<sup>2</sup> и  $\approx 0,04$  мДж/см<sup>2</sup>. Накачка образца индуцировала в образце прецессию намагниченности, связанную как с размагничиванием посредством магнон-фононного взаимодействия, так и когерентную динамику. Размагничивание при этом проявляло себя на временах больших 500 пс. Нагрев решетки приводил к изменению параметров анизотропии. Наличие двух механизмов воздействия на намагниченность кристалла — обратного эффекта Фарадея и фотоиндуцированного изменения магнитной анизотропии — на относительные вклады которых можно влиять посредством величины внешнего магнитного поля, давало возможность плавно менять амплитуду и начальную фазу спиновой прецессии (рис. 1.4).

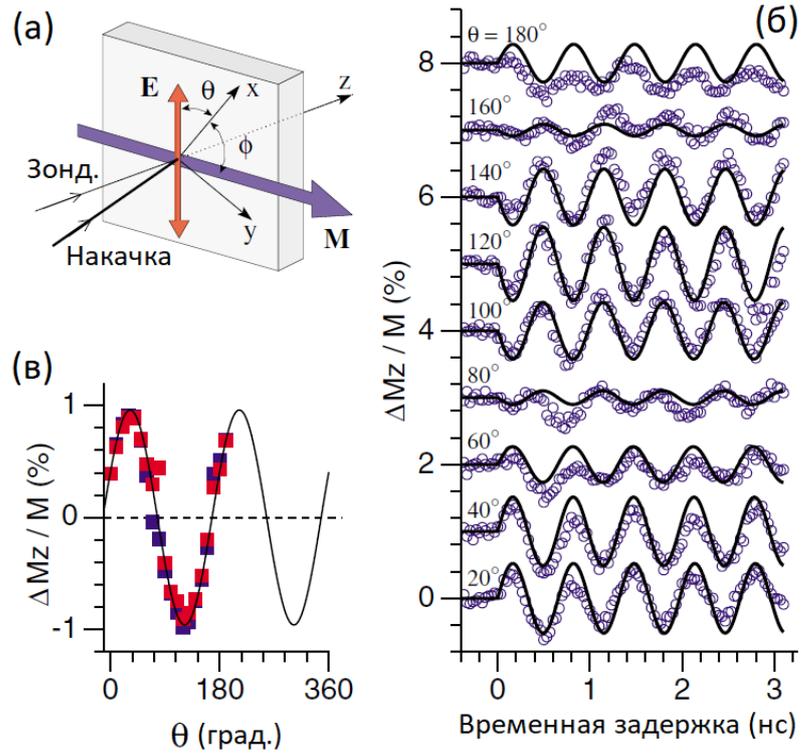


Рис. 1.3: Прецессия намагниченности, возбужденная посредством изменения поля анизотропии под действием линейно-поляризованного импульса накачки в эпитаксиальной пленке  $(\text{LaYBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  [23]. (а) Геометрия эксперимента: намагниченность  $\mathbf{M}$  в плоскости под углом  $\phi$  к кристаллографической оси  $x$ ;  $\theta$  — угол между плоскостью поляризации линейно-поляризованных импульсов накачки и осью  $x$ . (б) Прецессия намагниченности образца во внешнем поле 350 Э; линии соответствуют симуляции на основе уравнения Ландау–Лифшица. (в) Зависимость амплитуды прецессии от  $\theta$ ; красные и синие точки соответствуют измерениям при положительном и отрицательном направлении магнитного поля.

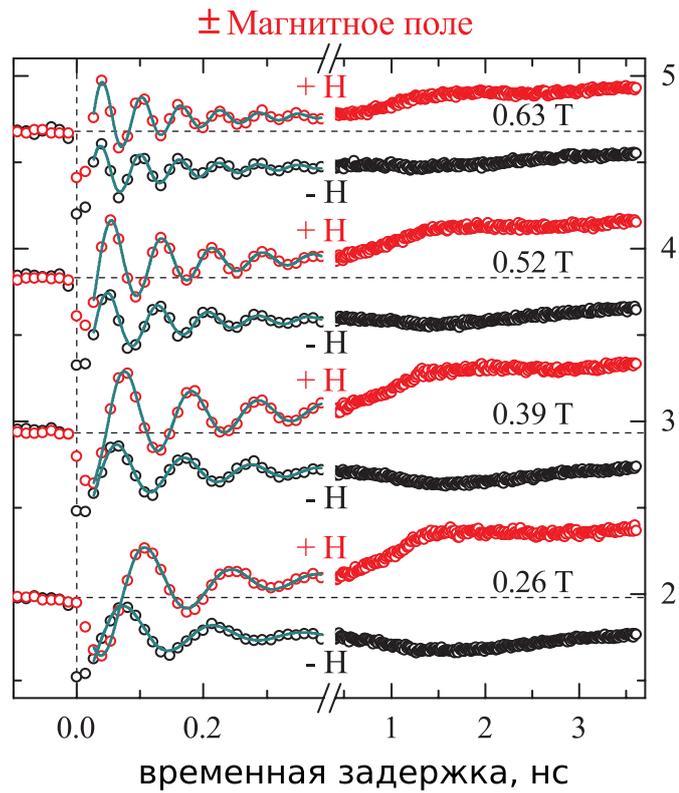


Рис. 1.4: Прецессия намагниченности в пленке  $(\text{YBiPrLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  для различных величин и направлений внешнего магнитного поля. На малых временах на намагниченность образца влияют обратный эффект Фарадея и оптически индуцированная анизотропия, зависящие от магнитного поля, что даёт возможность менять амплитуду и начальную фазу прецессии. При временах более 500 пс происходит размагничивание за счет магнон-фононного взаимодействия [25].

### 1.1.3 Оптически индуцированное размагничивание

Рассмотренные выше механизмы воздействия оптического излучения на магнитную структуру материала не связаны с нагревом материала. Однако большинство магнитоупорядоченных материалов в оптическом диапазоне сильно поглощают и эффекты разогрева также могут иметь ключевое значение для оптического управления намагниченностью. Влияние оптического разогрева магнетика на его намагниченность впервые было изучено в металлических магнетиках, в которых есть большая концентрация свободных электронов. Данное направление исследований естественным образом возникло из исследования динамики оптических свойств металлов под воздействием нагревающего светового импульса [26]. Подробно с историей исследования сверхбыстрого размагничивания можно ознакомиться в обзорной работе [27], здесь же мы отметим ключевые моменты.

Исторически магнитную динамику, возбуждаемую оптическим путем в металлических ферромагнетиках изучали с помощью лазерных импульсов пикосекундной длительности. Так, например, производились попытки изучения этого явления в пленках никеля [28] и железа [29]. Но эффект размагничивания не удавалось обнаружить в том числе при нагревании вплоть до точки плавления. Времена, на которых исследовалась динамика в данных работах, соответствуют температурному балансу электронов и кристаллической решётки, что не позволило выявить влияние релаксации типа электрон–спин и спин–кристаллическая решётка.

Позже в благородных металлах было обнаружено, что термализация происходит на временах порядка 500 фс [30, 31]. Тогда стало ясно, что, если и удастся с помощью лазера размагнитить ферромагнетик, то лишь на фемтосекундном временном диапазоне. Эти работы спровоцировали повторные исследования в этом направлении, что вскорости принесло свои плоды.

Впервые для размагничивания был использован относительно короткий импульс — 60 фс — в высокоцитируемой работе французского физика Бойропэйро в 1996 г. [32]. В ней состояние намагниченности регистрировалось с помощью меридионального магнитооптического эффекта Керра в тонких (22 нм) пленках никеля (рис. 1.5). Из результатов измерений была получена оценка времени электронной термализации — 260 фс.

Характерной чертой размагничивания под действием лазерного импульса является излучение в терагерцовом диапазоне. Данное излучение является поляризованным перпендикулярно направлению намагниченности и не зависит от поляризации падающего импуль-

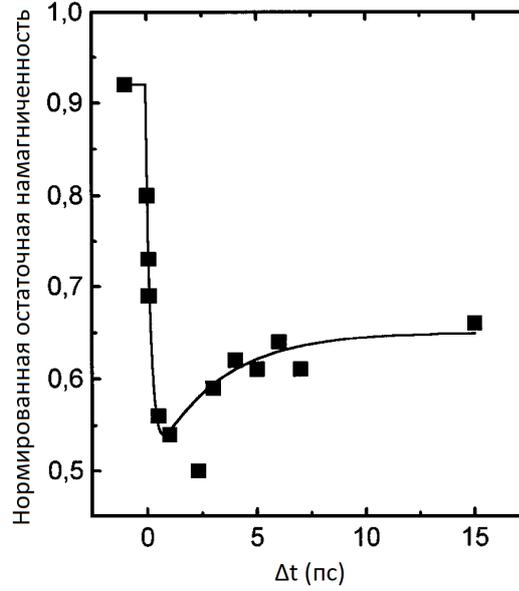


Рис. 1.5: Динамика меридионального магнитооптического эффекта Керра для структуры Ni(20 нм)/MgF<sub>2</sub>(100 нм) при накачке импульсом с плотностью энергии 7 мДж/см<sup>2</sup>. Эффект нормирован на величину сигнала при отсутствии импульса накачки [32].

са. Методика детектирования терагерцового излучения была использована для экспериментального доказательства концепции сверхбыстрого размагничивания тонких плёнок никеля в 2004 г. [33]. В том же году было исследовано излучение под действием лазерного импульса для железных плёнок [34]. В эксперименте наблюдались два вклада в терагерцовое излучение: зависящее от поляризации падающего импульса (связанное с оптическим выпрямлением) и не зависящее — соответствующее сверхбыстрому размагничиванию.

Для феноменологического описания явления сверхбыстрого размагничивания используют трёхтемпературную модель, в которой рассматривают взаимодействующие резервуары, соответствующие электронной, решёточной и спиновой системам. Температурная динамика в данной модели описывается следующим образом:

$$\begin{cases} -C_e \frac{dT_e}{dt} = G_{el}(T_e - T_l) + G_{es}(T_e - T_s) - P(t), \\ -C_s \frac{dT_s}{dt} = G_{es}(T_s - T_e) + G_{sl}(T_s - T_l), \\ -C_l \frac{dT_l}{dt} = G_{el}(T_l - T_e) - G_{sl}(T_l - T_s), \end{cases} \quad (1.5)$$

где  $C_e$ ,  $C_s$ ,  $C_l$  — теплоемкость электронного, спинового резервуаров и резервуара решётки, соответственно,  $G_{ij}$  характеризует взаимную связь между  $i$ -тым и  $j$ -тым резервуарами,  $T_i$  — температура соответствующей системы,  $P(t)$  — получаемая из оптического излучения мощность.

Для металлических магнетиков процесс размагничивания происходит в следующем по-

рядке. Падающий на образец лазерный импульс практически мгновенно (на временах  $\sim 1$  фс) создает горячие электроны. Затем электронная система приходит к температурному равновесию на временах порядка 50–500 фс. Далее в результате электрон–фононного взаимодействия происходит разогрев кристаллической решётки на временах порядка 100–1000 фс. Однако чтобы достичь размагничивания, нужно повлиять на спиновую систему. Следуя уравнениям (1.5) разогрев спинов может произойти как за счёт взаимодействия с решёткой, так и за счёт взаимодействия с электронной системой. Рассмотрим далее оба варианта.

Взаимодействие между спиновой системой и решёткой порядка величины магнитокристаллической анизотропии ( $\sim 100$  мэВ для переходных металлов), что соответствует достаточно длительному времени установления равновесия между этими системами; например, для никеля это время составляет порядка 300 пс. Однако размагничивание спинов является гораздо более быстрым процессом и происходит на временах короче 100 фс [32]. Одним из возможных объяснений быстрого эффекта размагничивания является спин–орбитальное взаимодействие. Спин–орбитальная связь для ферромагнитных металлов составляет порядка 50 мэВ, что соответствует времени релаксации порядка 20 фс.

Для создания прецессии намагниченности с помощью эффекта размагничивания используется следующий подход. Образец помещается во внешнее магнитное поле, направление которого практически совпадает с осью трудного намагничивания кристалла, так, что возникает неколлинеарная геометрия направлений приложенного поля, а также полей анизотропии и размагничивания (см. рис. 1.6). Когда под действием лазерного импульса изменяется температура, то происходит изменение и амплитуды полей анизотропии и/или размагничивания. Так как изначальное направление полей неколлинеарно, то изменение амплитуды одного или нескольких из них приводит к изменению направления суммарного поля и, соответственно, направления намагниченности образца. Если влияние лазерного импульса на магнитные свойства образца достаточно короткое по времени, то вскорости система релаксирует в изначальное состояние, а намагниченность начнет прецессируя возвращаться в изначальное положение.

Методика с применением детектирования с разрешением по времени нашла применение в исследовании ряда структур. Так, например, прецессия намагниченности исследовалась в гетероструктурах ферромагнетик/антиферромагнетик, которые представляют большой интерес с точки зрения применений.

Оптически–индуцированная прецессия намагниченности в структуре со связанными через обменное взаимодействие слоями ферромагнетика NiFe и антиферромагнетика NiO рассматривались в ряде работ [35–37]. Такая двухслойная структура характеризуется однона-

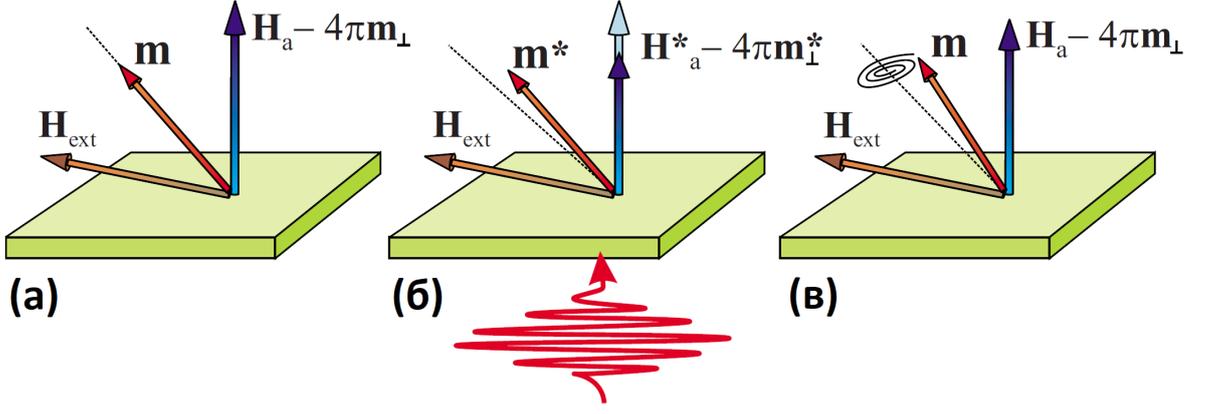


Рис. 1.6: Схема оптического возбуждения прецессии намагниченности через эффект размагничивания [27]. Здесь  $\mathbf{H}_{ext}$  — внешнее магнитное поле,  $\mathbf{m}$  — направление намагниченности,  $\mathbf{H}_a$  — поле анизотропии,  $4\pi\mathbf{m}_\perp$  — поле размагничивания (влияние формы образца).

правленной магнитной анизотропией [38]; эффективное обменное поле подмагничивания приводит к смещению петли гистерезиса. Это делает возможным возбуждения спиновой системы посредством лазер-индуцированного ослабления величины обменного взаимодействия.

На рисунке 1.7 представлена динамика петли гистерезиса двухслойного образца NiFe/NiO после кратковременного нагрева лазерным импульсом с плотностью энергии  $0.035$  мДж/см<sup>2</sup>. В первую пикосекунду амплитуда петли гистерезиса падает в 3 раза, что связано с уменьшением поля обменного взаимодействия. К моменту времени  $t = 200$  пс петля теряет симметричную форму — правый нижний угол изгибается вниз. Полученное отклонение  $\Delta M_z$  соответствует прецессии намагниченности. Из сравнения величины отклонения намагниченности  $\Delta M_z$  с намагниченностью насыщения  $M_S$  было получено, что при наибольшем отклонении намагниченности образца от начального положения в момент времени  $t \sim 150$  пс  $\Delta M_z/M_S \sim 0.4$ , что соответствует углу прецессии  $53^\circ$ .

В качестве примера возбуждения прецессии намагниченности в ферромагнитных материалах под действием размагничивающего лазерного импульса, рассмотрим интерметаллические соединения редкоземельных (РЗМ) и 3d-переходных металлов (ПМ). Тогда взаимодействие подрешёток описывается уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта следующего вида [39]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_{eff}\mathbf{M} \times \mathbf{H} + \frac{\alpha_{eff}}{M_S}\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \quad (1.6)$$

где  $\gamma_{eff} = \frac{M_s^{RE} - M_s^{TM}}{M_s^{RE}/|\gamma_{RE}| - M_s^{TM}/|\gamma_{TM}|}$  — эффективное гиромангнитное соотношение,  $\gamma_{RE}$ ,  $\gamma_{TM}$  — гиромангнитное соотношение для подрешетки редкой земли и переходного металла, соответственно,  $M_s^{RE}$ ,  $M_s^{TM}$  — намагниченность насыщения подрешетки редкой земли и переходного металла, соответственно,  $\alpha_{eff} = \frac{\alpha_{RE}M_s^{RE}/|\gamma_{RE}| + \alpha_{TM}M_s^{TM}/|\gamma_{TM}|}{M_s^{RE}/|\gamma_{RE}| - M_s^{TM}/|\gamma_{TM}|}$  — эффективная константа

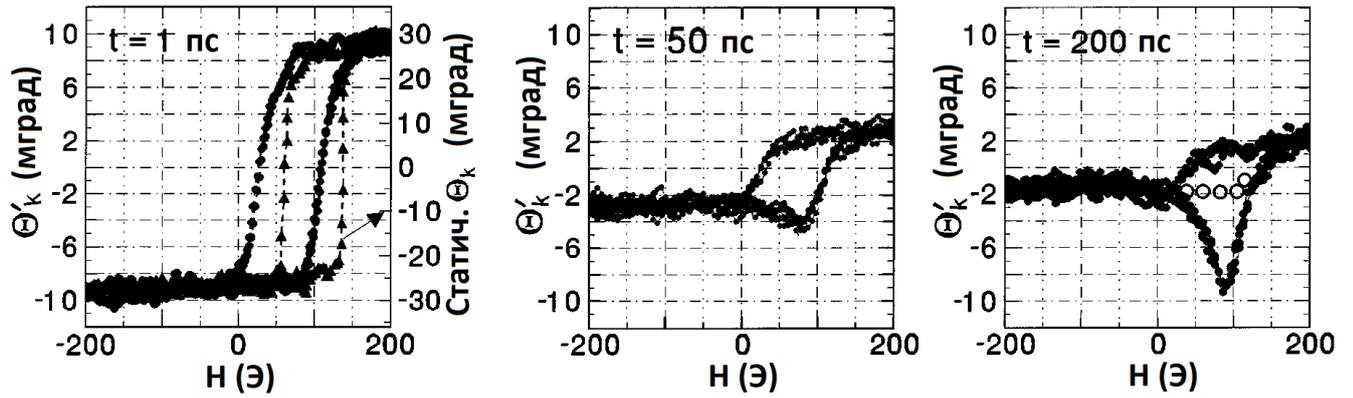


Рис. 1.7: Динамика петли гистерезиса в связанной обменным взаимодействием двухслойной структуре NiFe(10 нм)/NiO(40 нм) в моменты времени  $t = 1, 50$  и  $200$  пс с момента фотовозбуждения [36]. Для измерения намагниченности использовался меридиональный магнито-оптический эффект Керра. Незаштрихованные кружки на правой картинке — ожидаемое поведение в отсутствии прецессии намагниченности.

затухания Гильберта,  $\alpha_{RE}$ ,  $\alpha_{TM}$  — константа Гильберта подрешетки редкой земли и переходного металла, соответственно. В зависимости от состава может существовать температура компенсации  $T_M$ , при которой намагниченности подрешёток РЗМ и ПМ компенсируют друг друга  $M_s^{RE} - M_s^{TM} = 0$ , и, аналогично,  $T_A$ , при которой компенсируются угловые моменты подрешёток  $M_s^{RE}/|\gamma_{RE}| - M_s^{TM}/|\gamma_{TM}|$ . Вблизи температуры  $T_A$  происходит возрастание частоты спиновой прецессии и постоянной затухания Гильберта  $\alpha_{eff}$ .

Для исследования индуцированной лазером спиновой прецессии в GdFeCo ферримагнетике был использован метод «накачка–зондирование» [40]. В работе рассматривался 20-нм слой  $Gd_{22}Fe_{74.6}Co_{3.4}$  с температурой Кюри около 500 К. Температура компенсации полного углового момента составляла 220 К. На рисунке 1.8 показана зависимость спиновой прецессии от температуры образца.

## 1.2 Магнитоэлектрические спиновые волны

Развитие методов сверхбыстрого управления намагниченностью подталкивает к исследованию возможностей их приложений. Одной из возможных областей приложений для оптического управления намагниченностью является магنونика — раздел спинтроники, занимающийся изучением переноса энергии и информации с помощью спиновых волн [41].

Спиновые волны являются основным типом элементарных возбуждений (квазичастиц) магнитоупорядоченных материалов и активно изучаются уже несколько десятилетий [42–

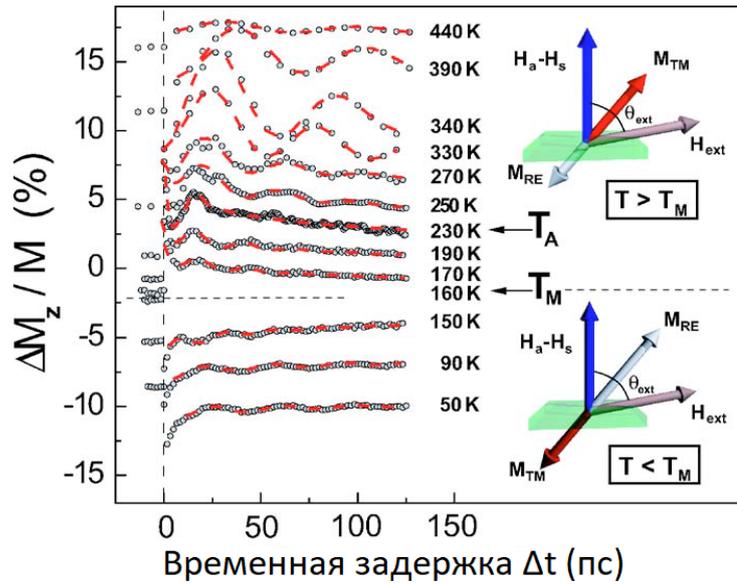


Рис. 1.8: Температурная зависимость прецессии намагниченности в GdFeCo при внешнем магнитном поле 0.29 Тл [40]. На вставках показана геометрия намагниченности подрешёток при температурах меньше и больше температуры компенсации  $T_M$ .

45]. Представление о спиновых волнах было введено в физику Ф. Блохом (F. Bloch) в 1930 г. На основе этой концепции ему удалось дать объяснение температурной зависимости намагниченности ферромагнетиков (знаменитый закон  $T^{3/2}$ ). В 1940 г. Т. Хольштейн и Г. Примаков (Т. Holstein, Н. Primakoff) и в 1956 г. Ф. Дайсон (F. Dyson) разработали квантовую теорию спиновых волн. Б. Брокхаус (В. Brockhouse) в 1957 г. представил экспериментальное доказательство существования спиновых волн, изучая неупругое рассеяние волн в ферромагнетиках. В настоящее время активно используется континуальная теория длинноволновых спиновых волн (Е.М. Лифшиц, А.Н. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, М.И. Каганов, Е.А. Туров и др.).

### 1.2.1 Континуальная теория спиновых волн

При квантовомеханическом анализе возникают технические сложности в описании сложных магнитных структур, учёте влияния границ кристалла, поверхностных явлений, взаимодействий с другими квазичастицами материала, электромагнитными и акустическими полями. При этом для многих практических задач основной интерес представляет область малых волновых чисел  $ka \ll 1$ , где длина спиновых волн значительно больше постоянной решётки материала. В этом случае применима континуальная или макроскопическая теория спиновых волн, основы которой подробно изложены в монографии [43].

В континуальной теории упорядочивание ферромагнетика задаётся в каждой точке кристалла вектором плотности магнитного момента  $\vec{M}(\vec{r}, t)$ , динамика которого определяется уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта [46]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma[\vec{M}, \vec{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M}[\vec{M}, \dot{\vec{M}}], \quad (1.7)$$

где  $\vec{H}_{eff}$  — эффективное магнитное поле, действующее на спины ферромагнетика,  $\alpha$  — безразмерная константа затухания Гильберта,  $\gamma=1,73$  рад/с — гиромагнитное отношение.  $\vec{H}_{eff}$  определяется через плотность энергии ферромагнетика  $W(\vec{M})$ :

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{\delta W}{\delta \vec{M}} = A\nabla^2 \vec{M} - \frac{2K_u}{M}(\vec{M}, \vec{n})\vec{n} + \vec{H}, \quad (1.8)$$

где  $A$  — константа неоднородного обмена (обменная жёсткость; например,  $A \sim 4 \cdot 10^{-7}$  эрг/см в  $Y_3Fe_5O_{12}$ ),  $2K_u/M$  — поле анизотропии,  $K_u$  — константа одноосной анизотропии,  $\vec{n}$  — единичный вектор вдоль оси анизотропии. Рассмотрим далее одноосный ферромагнетик с магнитной анизотропией типа «лёгкая ось» или «лёгкая плоскость». Магнитное поле  $\vec{H}$  включает в себя внешнее поле  $\vec{H}_0$  и, например, магнитодипольное поле  $\vec{h}(\vec{r}, t)$ :

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}(\vec{r}, t), \quad (1.9)$$

где поле  $\vec{h}(\vec{r}, t)$  определяется уравнениями Максвелла в магнитоэлектростатическом приближении,

$$\text{rot}(\vec{h}) = 0, \quad (1.10)$$

$$\text{div}(\vec{h} + 4\pi\vec{M}) = 0, \quad (1.11)$$

Суммарный вектор намагниченности в ферромагнитном материале в таком случае может быть представлен суммой двух компонент:

$$\vec{M} = \vec{M}_S + \vec{m}(\vec{r}, t), \quad (1.12)$$

где  $M_S$  — намагниченность насыщения ферромагнетика,  $\vec{m}(\vec{r}, t)$  — компонента плотности магнитного момента, соответствующая спиновым волнам ферромагнетика; предполагается, что  $\vec{m}(\vec{r}, t)$  — малая величина. При этом магнитодипольное поле  $\vec{h}(\vec{r}, t)$ , определяемое уравнениями (1.10, 1.11), пропорционально  $\vec{m}(\vec{r}, t)$ .

В приближении малого затухания ( $\alpha = 0$ ) из уравнений (1.7, 1.8) получаем:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = \gamma \left[ \vec{M}_S, \left( A\nabla^2 \vec{m} - \frac{2K_u}{M_S}(\vec{M}, \vec{n})\vec{n} + \vec{H} \right) \right], \quad (1.13)$$

где в левой части вместо  $\vec{M}$  используется его переменная часть  $\vec{m}$ , соответствующая спиновым волнам. При переходе в пространство Фурье в линейном по  $\vec{m}$  и  $\vec{h}$  приближении ( $m \ll M$ ,

$h \ll H$ ) уравнение приобретает следующий вид:

$$-i\omega\vec{m}(\vec{k}, \omega) = \gamma \left[ \vec{M}_S, \left( \vec{h}(\vec{k}, \omega) - \left( A_{ij}k_i k_j + \frac{\vec{M}_S \vec{H}_0}{M_S^2} + \frac{2K_u}{M_S} (\vec{M}_S, \vec{n})^2 \right) \vec{m}(\vec{k}, \omega) + \frac{2K_u}{M_S} \vec{n} (\vec{m}(\vec{k}, \omega), \vec{n}) \right) \right]. \quad (1.14)$$

Полученную связь между компонентами Фурье  $\vec{m}(\vec{k}, \omega)$  и  $\vec{h}(\vec{k}, \omega)$  можно представить в виде:

$$m_i(\vec{k}, \omega) = \chi_{ij}(\vec{k}, \omega) h_j(\vec{k}, \omega), \quad (1.15)$$

$$\chi_{ij} = \begin{pmatrix} \chi & i\chi' & 0 \\ -i\chi' & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{\gamma M_S (\Omega + \omega_{ex}(ak)^2)}{(\Omega + \omega_{ex}(ak)^2)^2 - \omega^2}, \\ \chi' &= \frac{\gamma \omega M_S}{(\Omega + \omega_{ex}(ak)^2)^2 - \omega^2}. \end{aligned} \quad (1.17)$$

Здесь  $\Omega$  — частота ферромагнитного резонанса системы, коэффициент  $\omega_{ex}$  определяется неоднородным обменным взаимодействием ( $\omega_{ex} \sim A$ ). Совместно с уравнениями (1.10), (1.11), уравнение (1.15) даёт:

$$1 + 4\pi\chi(\omega) \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2} = 0. \quad (1.18)$$

Подставляя (1.17) в (1.18), получим

$$\omega(k) = \sqrt{(\Omega + \omega_{ex}(ak)^2)^2 + \omega_M (\Omega + \omega_{ex}(ak)^2) \sin^2 \theta(\vec{k})}, \quad (1.19)$$

где  $\omega_M = 4\pi M_S$ ,  $\sin \theta = \frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{k}$ .

Обращает на себя внимание неаналитическая зависимость частот спиновых волн (1.19) от  $k$ . Это характерное свойство дальнедействующих магнитодипольных взаимодействий, которые лежат в основе формулы (1.19) (см. уравнения магнитостатики (1.10), (1.11)). При  $k \rightarrow 0$  формула (1.19) проявляет некоторую неоднозначность [47, 48]; в зависимости от угла  $\theta$  возникает полоса допустимых частот для  $\omega(\vec{k})$ . Эта неоднозначность устраняется граничными условиями в каждом конкретном случае. С ростом величины волнового вектора  $\vec{k}$  возрастает роль обменной дисперсии компонент тензора  $\chi_{ik}(\vec{k}, \omega)$ . При  $\omega_{ex}(ak)^2 \gg \omega_M$  закон дисперсии спиновых волн  $\omega(\vec{k})$  принимает вид  $\omega(\vec{k}) = \omega_{ex}(ak)^2 + \Omega_0$ .

Длинноволновые спиновые волны ( $ak \ll 1$ ) и описывающие их выше приведённые формулы (1.15–1.19) сохраняют смысл и в поликристаллах. Однако, в них возникает дополнительное (по сравнению с монокристаллами) затухание спиновых волн. Оно связано с рассеянием спиновых волн на границах кристаллитов.

В ферромагнитных (слабых ферромагнитных) материалах континуальная теория также может использоваться для описания магнитостатических спиновых волн.

### 1.2.2 Виды магнитостатических спиновых волн

В тонких магнитных плёнках, исследованию которых посвящена данная диссертация, могут возбуждаться магнитостатические спиновые волны трех типов [49]: прямая объемная магнитостатическая волна (ПОМСВ), обратная объемная магнитостатическая волна (ООМСВ) и поверхностная магнитостатическая волна (ПМСВ). Для заданной структуры тип возбуждаемой спиновой волны направлением магнитного поля относительно исследуемого направления распространения волны (рис. 1.9).

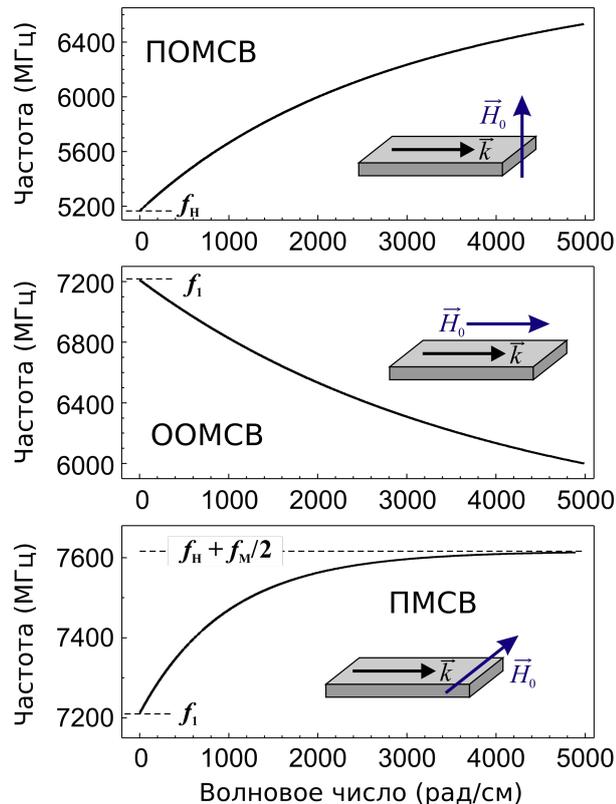


Рис. 1.9: Дисперсионная зависимость магнитостатических спиновых волн: прямой объемной, обратной объемной и поверхностной. Внешнее магнитное поле  $H_0 = 1845$  Э, намагниченность насыщения  $4\pi M_S = 1750$  Гс, толщина магнитной пленки  $d_0 = 5$  мкм [49].

Прямые поверхностные волны наблюдаются при нормальном к плоскости плёнки направлении внешнего магнитного поля. Для расчета дисперсионной зависимости ПОМСВ удобно использовать приближенную формулу [50, 51]:

$$f_{\text{ПОМСВ}} = \sqrt{f_H \left( f_H + f_M \left( 1 - \frac{1 - \exp(-kd_0)}{kd_0} \right) \right)}, \quad (1.20)$$

где  $f_H = \gamma H_0$  — частота, к которой стремится ПОМСВ при  $k \rightarrow 0$ ,  $f_M = 4\pi\gamma M_S$ ,  $d_0$  — толщина рассматриваемой магнитной пленки. При  $k \rightarrow \infty$  частота ПОМСВ стремится к  $f_1 = \sqrt{f_H(f_H + f_M)}$ . Одна из примечательных особенностей прямых объемных волн — независимость дисперсии от направления распространения МСВ в плоскости пленки.

При направлении магнитного поля в плоскость пленки, могут возбуждаться как обратные объемные, так и поверхностные волны. Первые принято ассоциировать с распространением параллельно внешнему магнитному полю, вторые же распространяются перпендикулярно направлению магнитного поля.

Дисперсия ООМСВ может быть приближенно записана как [50, 51]:

$$f_{\text{ООМСВ}} = \sqrt{f_H \left( f_H + f_M \frac{1 - \exp(-kd_0)}{kd_0} \right)}. \quad (1.21)$$

Из дисперсионных зависимостей прямых и обратных объемных МСВ становится понятна причина такого обозначения этих волн (рис. 1.9): у прямых волн дисперсионная зависимость прямая, у обратных — обратная. Термин «объемная» для этих типов волн означает косинусоидальное распределение амплитуда прецессии намагниченности по толщине пленки.

Дисперсия ПМСВ может быть приближенно записана как [50, 52]:

$$f_{\text{ПМСВ}} = \sqrt{(f_H + f_M/2)^2 - (f_M/2)^2 \exp(-2kd_0)}. \quad (1.22)$$

В отличие от объемных волн, поверхностная локализована вблизи поверхности магнитного материала. То есть, зависимость амплитуды прецессии намагниченности от толщина плёнки имеет экспоненциальный вид с максимумом на границе.

### 1.3 Постановка цели и задач

Анализ российской и зарубежной литературы показал, что оптическое управление магнитным порядком в средах представляет фундаментальный и прикладной интерес. Важность этих задач объясняется возможностью генерации спиновых волн и их применения для передачи информации, а также создания логических элементов на основе спиновых волн (магнетронной логики). По сравнению с используемой сейчас электронной логикой преимуществами

магнонной являются низкие потери (отсутствует физическая граница снизу на тепловыделение материала при распространении спиновых волн) и высокая потенциальная частота логических элементов (до терагерцового диапазона включительно).

Для генерации спиновых волн в разрабатываемых в настоящее время логических элементах зачастую используются наноразмерные антенны, на которые подается СВЧ излучение. В то же время, существует ряд оптических методов, позволяющих управлять намагниченностью. Среди них можно отметить фотоиндуцированное размагничивание, фотомагнитные эффекты и обратные магнитооптические эффекты. Генерация спиновых волн ультракороткими лазерными импульсами дает несколько важных преимуществ в сравнении с обычным подходом, основанным на использовании микроволн. В частности, сфокусированное лазерное пятно играет роль точечного источника спиновых волн и позволяет осуществлять управление спиновыми волнами и возбуждать различные типы спиновых волн (например, поверхностные и обратные объемные магнитостатические волны). Оптический источник спиновых волн может легко перемещаться по образцу.

Наибольшими перспективами обладает возбуждение спиновых волн в диэлектрических пленках ферритов-гранатов, поскольку в этих материалах коэффициент затухания Гильберта на несколько порядков меньше, чем в ферромагнитных металлах, и, следовательно, время затухания и длина распространения спиновых волн гораздо больше. Вместе с тем, на данный момент, метод оптического возбуждения спиновых волн в ферритах-гранатах изучен и развит недостаточно. Остаются открытыми вопросы управления параметрами спиновых волн, излучения монохроматических спиновых волн, модификации их диаграммы направленности и увеличения длины распространения.

Для дальнейшего развития технологий на основе магнонов необходимо решить проблему эффективного нетермического возбуждения и управления спиновыми волнами с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Данная диссертация посвящена решению этой проблемы.

## **1.4 Используемые в работе методы и экспериментальные установки**

### **1.4.1 Теоретические методы**

Численные расчеты оптического и магнитооптического отклика исследуемых образцов проводилось методом связанных мод в Фурье-пространстве [53]. Данный метод является полуаналитическим подходом к вычислению распределения электромагнитного поля в

наноструктуре. Вычисления в нем проводятся в Фурье–пространстве, так что исследуемые образцы и поля представляются в виде пространственных гармоник. Для расчета магнитооптических эффектов использовал расширенный метод, позволяющий рассматривать диэлектрическую проницаемость в матричном виде [54]. Помимо спектров пропускания и эффекта Фарадея с помощью данного метода исследовалось и распределение электромагнитного поля в структурах.

Расчет дисперсии спиновых волн был проведен методом численного решения трансцендентных уравнений, полученных для анизотропных ферромагнитных пленок в работе [55]. Из уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта в приближении малого отклонения намагниченности в сферических координатах (рис. 1.10) можно получить следующий вид динамики намагниченности:

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\gamma}{M_S} \frac{\delta U}{\delta \phi} + \alpha \frac{\partial \phi}{\partial t}, \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} = -\frac{\gamma}{M_S} \frac{\delta U}{\delta \theta} - \alpha \frac{\partial \theta}{\partial t}. \end{cases} \quad (1.23)$$

где  $\theta$  и  $\phi$  — углы отклонения намагниченности от и в плоскости магнитной пленки,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $M_S$  — намагниченность насыщения,  $U$  — плотность внутренней энергии,  $\alpha$  — постоянная Гильберта. Плотность внутренней энергии складывается из суммы плотностей:  $U_H = -HM_S \cos \theta \cos \phi$  — энергии Зеемана,  $U_M = 2\pi M_S^2 \sin^2 \theta$  — энергии размагничивания для тонкого диска,  $U_U = -K_U \sin^2 \theta$  — энергии одноосной анизотропии,  $U_C$  — энергии кубической анизотропии,  $U_{ex}$  — обменной энергии,  $U_{OЭФ}$  — энергии Зеемана, возникающей за счет обратного эффекта Фарадея.

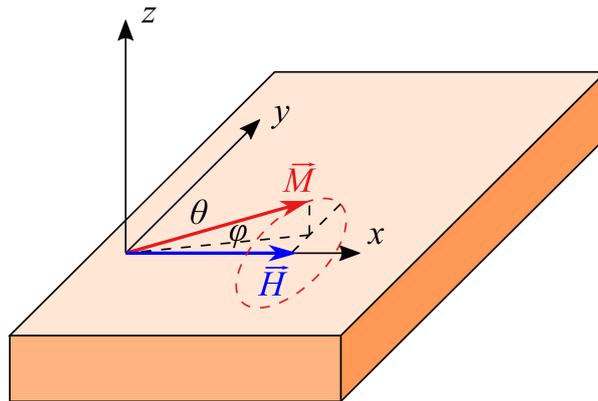


Рис. 1.10: Схема прецессии намагниченности в магнитной пленке в соответствии с формулой (1.23). Здесь  $\vec{H}$  — внешнее магнитное поле,  $\vec{M}$  — намагниченность пленки,  $\theta$  — угол к поверхности образца,  $\phi$  — азимутальный угол.

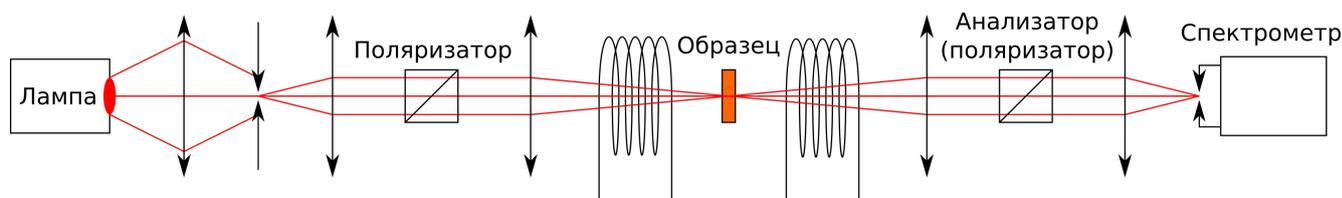


Рис. 1.11: Принципиальная схема установки для измерения спектров пропускания и эффекта Фарадея.

#### 1.4.2 Измерение спектров пропускания и эффекта Фарадея

Для характеристики оптических и прямых магнитооптических свойств исследуемых образцов использовалась следующая установка (рис. 1.11). В качестве источника света использовалась галогеновая лампа со стабилизацией температуры и спектральным диапазоном от 360 до 2400 нм. Свет от лампы проходит через диафрагму диаметром 100 мкм для получения точечноподобного источника света, после чего коллимируется, и поляризуется с помощью призмы Глана–Тейлора. Затем свет фокусируется на образец в область диаметром порядка 200 мкм собирающей линзой с фокусным расстоянием 300 мм. Прошедший через образец свет коллимировался собирающей линзой с аналогичным фокусным расстоянием. После этого свет проходил через анализатор (призма Глана–Тейлора) и фокусировался на входную щель спектрометра с детектором излучения на базе чувствительной ПЗС–матрицы Hamamatsu размером 2048x64 пикселей. Спектральное разрешение установки составляло 0,3 нм. Для генерации магнитного поля напряженностью до 300 мТл вокруг образца использовался электромагнит. Позиционирование образца в установке осуществлялось с помощью гониометра и трехкоординатной немагнитной платформы. Для проверки позиционирования пятна света на образце использовалась видеокамера с USB–интерфейсом.

#### 1.4.3 Измерение обратных магнитооптических эффектов и спиновых волн

Для экспериментальных исследований обратных магнитооптических эффектов использовалась двухцветная схема накачки–зондирования, при которой в каналах накачки и зондирования используются импульсы с разными длинами волн (рис. 1.12). Применяемая схема имеет ряд конструктивных особенностей. В используемом подходе оба оптических канала будут запитываться одним фемтосекундным лазером. Используется фемтосекундный титан–сапфировый лазер модели Mai Tai с длиной импульса порядка 100 фс и варьируемой длиной волны лазерного излучения в пределах от 690 до 1040 нм. При этом импульс накачки прохо-

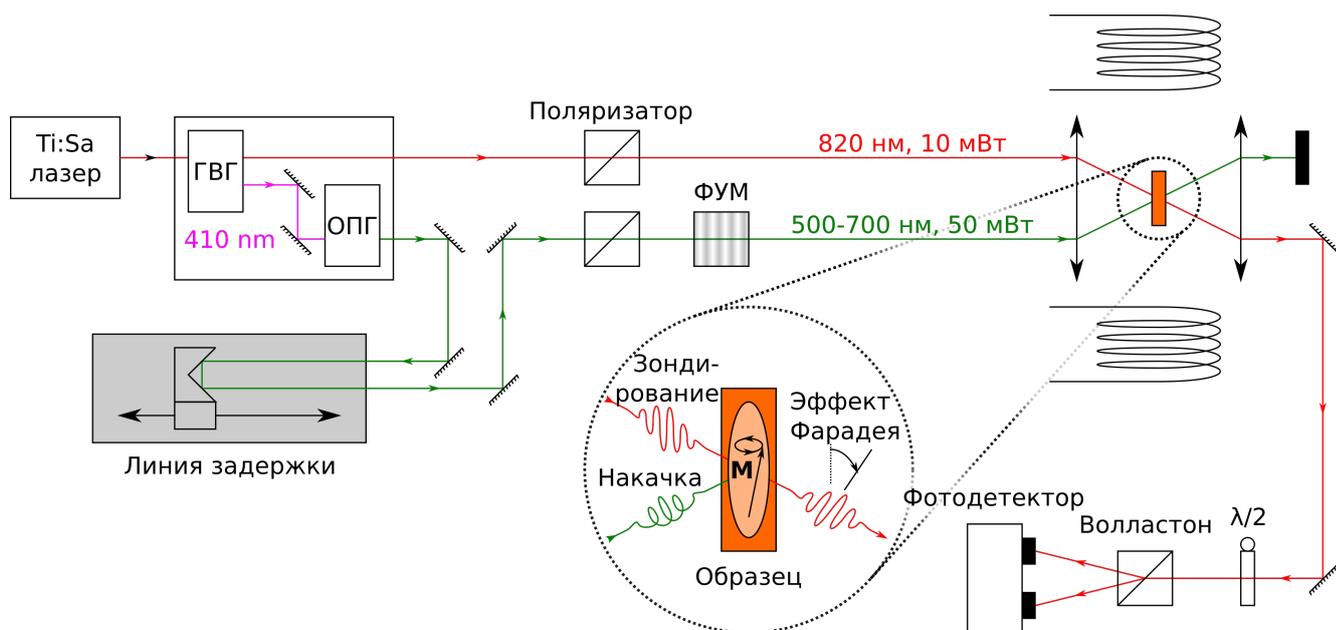


Рис. 1.12: Принципиальная схема установки двухцветного накачки–зондирования. Здесь ГВГ — генератор второй гармоники, ОПГ — оптический параметрический генератор, ФУМ — фотоупругий модулятор.

дит через ряд нелинейных оптических элементов, позволяющих изменять длину волны света в импульсе в широком диапазоне (от 345 до 2500 нм). Для изменения длины волны импульса накачки используется оптический резонатор Inspire Auto 100. Линия задержки находится в канале накачки; плечо задержки длиной 500 мм позволяет изменять моменты прихода импульсов на образец друг относительно друга на 3 нс без изменения экспериментальной схемы. Подход к пространственному совмещению импульсов перед образцом с помощью D-образного зеркала позволяет варьировать поляризацию света импульсов и накачки, и зондирования во всем диапазоне, что дает необходимую широкую вариативность экспериментов по сравнению с, например, совмещением каналов светоделительным кубом. Фокусировка света на образец реализована посредством зеркального микрообъектива с фокусным расстоянием 3 см, позволяющего единообразным образом фокусировать световые пучки с разными длинами волн в область порядка десятков нанометров. Техника синхронного детектирования с использованием фотоупругого модулятора позволяет производить модуляцию как интенсивности импульса накачки, так и его поляризации с частотой от 20 до 100 кГц.

Данная установка собрана для исследования магнитной динамики в образце, возбужденной с помощью обратного эффекта Фарадея. Для этого образец будет помещается во внешнее магнитное поле, перпендикулярное к направлению распространения света и лежащее в плоскости образца. Импульс накачки, имеющий круговую поляризацию, передает

угловой момент спиновой системе образца и выводит из равновесия намагниченность, что проявляется в возникновении эффекта Фарадея для импульса зондирования. Выведенная из положения равновесия намагниченность прецессирует вокруг внешнего поля и из-за затухания постепенно возвращается к первоначальному состоянию. Процесс возбуждения светом намагниченности описывают в области прозрачности в терминах обратного эффекта Фарадея. Чтобы исключить влияние других эффектов, используются импульсы малой плотности мощности (до 1 мДж/см<sup>2</sup>).

Для детектирования распространяющихся спиновых волн луч накачки смещается относительно области зондирования. Детектирование производится при модулировании как интенсивности, так и поляризации импульса накачки на частоте 47 кГц.

#### 1.4.4 Исследуемые образцы

В данной работе представлены экспериментальные демонстрации исследуемых эффектов в висмут-замещенных ферритах-гранатах. Причина их использования складывается из двух факторов.

Первое — магнитные свойства иттриевых феррит-гранатовых пленок ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ). Они обладают малым магнитным затуханием, которое позволяет спиновым волнам распространяться на расстояние сотен микрон и даже больше. Более того, недавний прогресс в изготовлении высококачественных иттриевых феррит-гранатовых пленок нанометровой толщиной делает этот материал очень важным для спинтроники и магноники [56–58].

Второе — добавление ионов висмута вместо части ионов иттрия позволяет существенно увеличить магнито-оптическую гирацию, что положительно сказывается на величине прямого и обратного эффектов Фарадея [59, 60]. Замена также части ионов железа на, например, ионы алюминия позволяет контролировать магнитные постоянные кристалла, включая анизотропию. Так, представленные далее результаты продемонстрированы на магнитных пленках с анизотропией типа «легкая плоскость».

Возбуждение динамики намагничивания в ферритах-гранатах успешно проводилось нетермально с помощью передачи спин-орбитального момента [61], обратного эффекта Фарадея [24, 62] или фотоиндуцированной магнитокристаллической анизотропии [23, 63]. Эти эффекты также использовались для генерации СВ [64–66]. Вместо или вместе с иттрием в додекаэдрическом положении кристаллической решетки вводились ионы висмута, что значительно усиливает магнитооптические постоянные материала [59, 60].

**Оптическая генерация различных типов спиновых волн****2.1 Оптическое возбуждение поверхностных магнитостатических спиновых волн в диэлектрическом магнитном слое**

Диполь–дипольное взаимодействие электронных спинов на дальнем расстоянии создает магнитостатические спиновые волны (СВ). Среди них волны Дэймона-Эшбаха или магнитостатические поверхностные волны (ПМСВ) имеют первостепенное фундаментальное и прикладное значение, поскольку они в основном локализованы на одной поверхности магнитной пленки [67] и демонстрируют невзаимное распространение, т.е. их фазовая скорость и локализация меняется при обращении  $k$ -вектора или магнитного поля [68, 69]. Невзаимность ПМСВ обосновывает их применения для логических устройств [70, 71], магنونных кристаллов [72–74], СВ–интерференционных устройств [75], спиновой накачки [76], датчиков магнитного поля [77], голографической памяти [78] и т.д.

Обычно ПМСВ генерируются микроволновыми антеннами [68, 69]. Однако в таком случае подстройка параметров спиновой волны требует изменения формы и размера антенны, что усложняет общую настройку. По этой причине возбуждение ПМСВ с помощью коротких оптических импульсов является очень перспективным. Хотя оптически индуцированная динамика намагниченности активно исследовалась более двух десятилетий [79], оптическая генерация ПМСВ было лишь недавно показано в проводящих ферромагнитных пленках (пермаллой [80], никель [81] и CoFeB [82]), и в ферромагнитных полупроводниках при низких температурах [83]. В большинстве случаев были применены довольно высокие плотности оптической накачки ( $\sim 50$  мДж/см<sup>2</sup>), в то время как механизм возбуждения был связан с локальным нагревом, вызванным лазером, и индукцией поля размагничивания [80]. Хотя ферромагнитные металлы совместимы с полупроводниковой технологией и могут быть сделаны довольно тонкими, вплоть до нескольких нанометров, длина распространения ПМСВ в них обычно составляет несколько микрон, что препятствует всем вышеупомянутым приложениям.

Возбуждение динамики намагничивания в ферритах–гранатах успешно проводилось нетермально с помощью передачи спин–орбитального момента [61], обратного эффекта Фарадея [24, 62] или фотоиндуцированной магнитокристаллической анизотропии [23, 63]. Эти эффекты также использовались для генерации СВ [64–66]. Вместо или вместе с иттрием в додекаэдрическом положении кристаллической решетки вводились ионы висмута, что зна-

чительно усиливает магнитооптические постоянные материала [59, 60].

Однако в большинстве предыдущих исследований возбуждался только один тип магнитостатических спиновых волн — обратные объемные волны (ООМСВ). Отчасти это было связано с возбуждением светом в прозрачном диапазоне, что привело к почти равномерному распределению оптической мощности по толщине образца [81]. Как будет показано ниже, диаметр оптической накачки также является важным параметром.

### 2.1.1 Экспериментальная демонстрация

Эксперименты проводили на эпитаксиальной пленке толщиной 4 мкм с составом  $\text{Bi}_{0.8}\text{Lu}_{2.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , выращенной на подложке гадолиний–галлиевого граната ( $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ) с ориентацией кристаллографической плоскости (111). Образец демонстрирует анизотропию типа легкая плоскость с магнитным полем насыщения вне плоскости 1850 Э и полем насыщения в плоскости 150 Э. Намагниченность насыщения  $4\pi M_S = 1810$  Гс. Удельный эффект Фарадея составляет 0,8 град/мкм при  $\lambda = 821$  нм.

СВ возбуждались и наблюдались методом двухцветной накачки–зондирования с использованием оптической накачки лазерными импульсами циркулярной поляризации длительностью 200 фс на длине волны  $\lambda = 545$  нм. Детектирование отклонения намагниченности проводилось посредством эффекта Фарадея на длине волны  $\lambda = 821$  нм. Оба пучка накачки и зондирования падали под углом  $17^\circ$  в ортогональных плоскостях. Удлинение для лазерного пятна составляет менее 5 %, так что пренебрежем в дальнейшем его влиянием на сигнал. Область зондирования пространственно отделена от области накачки, чтобы исследовать распространение СВ (рис. 2.1). Луч накачки имел плотность мощности  $J < 1$  мДж/см<sup>2</sup>, что обеспечивает нетепловое возбуждение СВ. Температура образца изменяется менее чем на 2 градуса. Диаметр области накачки варьировался от 5 до 17 мкм. Луч зондирования фокусировался на поверхности пленки в пятно 7 мкм и имел плотность мощности  $J = 30$  мкДж/см<sup>2</sup>, что позволяло пренебречь его воздействием на намагниченность.

Область возбуждения намагниченности распространяется от освещенной области в виде СВ. Фокусированный лазерный луч генерирует СВ с полосой волнового числа, ограниченной  $k_{max} \sim d^{-1}$ , где  $d$  — диаметр области накачки. Из-за дисперсии СВ  $\omega(\mathbf{k})$  становится возможным управлять спектром СВ путем изменения  $d$ .

Чтобы исследовать эту особенность, была добавлена дополнительная линза перед фокусирующим объективом с возможностью изменения ее положения вдоль оптической оси, позволяющая регулировать диаметр области накачки. Полученные экспериментальные дан-

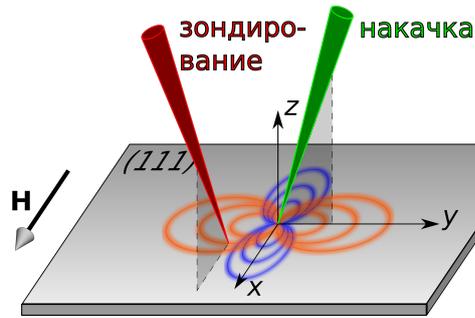


Рис. 2.1: Принципиальная схема эксперимента. Поверхность образца находится в плоскости  $xy$ . Лучи накачки и зондирования могут быть смещены друг относительно друга, позволяя зондировать распространяющиеся спиновые волны на разных расстояниях от положения места накачки.

ные подтверждают влияние диаметра пучка на спектр спиновых волн (рис. 2.2). В частности, относительно широкие пучки накачки диаметром более 15 мкм создают прецессию намагниченности, характеризующуюся затухающим синусом, а спектр сигнала имеет только один пик (синие кривые на рис. 2.2аб). Однако более узкие лучи расширяют границы волнового числа СВ  $k_{max} \sim d^{-1}$  и возбуждают СВ, которые обеспечивают сигналы Фарадея с биением и имеют спектр с двумя пиками (красные кривые на рис. 2.2аб). Видно, что более высокий частотный пик появляется при уменьшении диаметра области накачки, и амплитуда его растет относительно пика более низкой частоты. Разделение пиков становится лучше заметно для меньших  $d$ .

### 2.1.2 Анализ результатов

Чтобы интерпретировать наблюдаемую картину, рассмотрим, как частоты двух пиков меняются с магнитным полем (рис. 2.3). Для относительно больших полей частоты обоих мод линейно возрастают с полем. Однако для полей меньших чем 400 Э поведение низкочастотной моды (синие точки, рис. 2.3в) явно нелинейно, так что его частота стремится к нулю при стремлении поля к нулю.

Экспериментальные точки низкочастотной моды довольно близки к частоте ферромагнитного резонанса (ФМР) (черная сплошная кривая на рис. 2.3в). Напротив, экспериментальные точки высокочастотной моды (оранжевые точки, рис. 2.3в) сохраняют линейное поведение даже для малых полей. Такое поведение подчеркивает тот факт, что моды имеют различный характер.

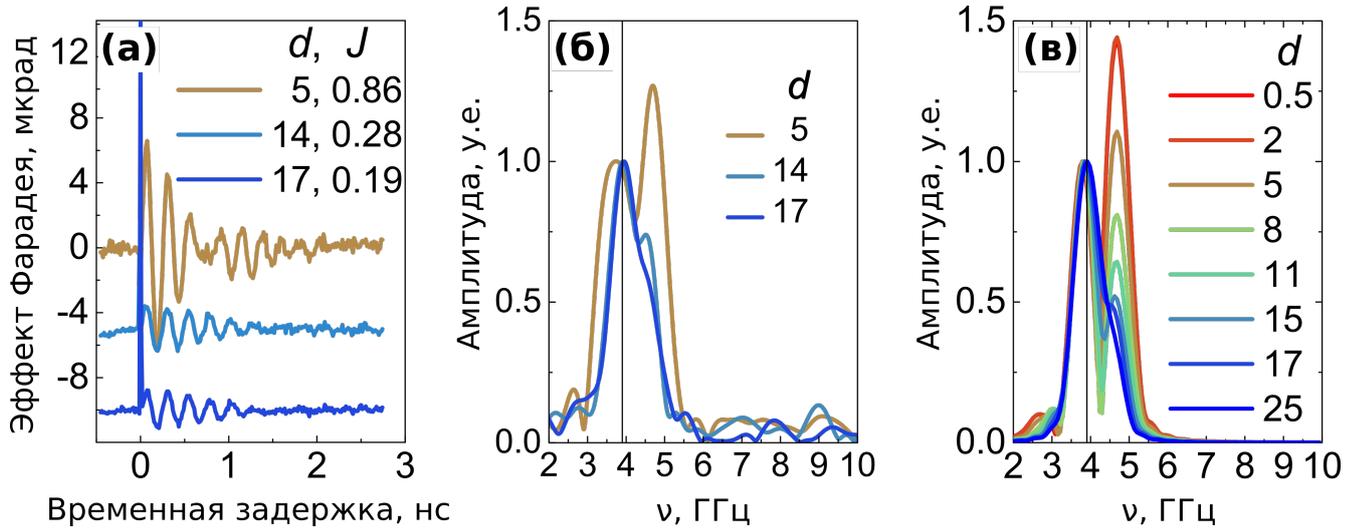


Рис. 2.2: Возбуждение прецессии намагниченности пучками накачки различного диаметра. (а) Временное разрешение эффекта Фарадея для  $d = 5, 14$  и  $17$  мкм. Положения пучков накачки и зондирования совпадают. Все кривые в (а) имеют смещение для наглядности. (б) Амплитуда спектров Фурье–преобразования сигналов в (а). Данные для разных  $d$  нормированы на амплитуды низкочастотного пика. (в) Амплитуда спектров Фурье–преобразования вычисленных сигналов вращения Фарадея для  $d = 0, 5, 2, 5, 8, 11$  и  $15$  мкм для размера пятна зонда  $6$  мкм. Частота ферромагнитного резонанса составляет  $3,9$  ГГц. Магнитное поле смещения составляет  $770$  Э. На рисунках значения  $d$  указываются в микрометрах, а  $J$  — в мДж/см<sup>2</sup>.

Для магнитного поля смещения в плоскости могут возбуждаться два типа магнито-статических мод: ПМСВ и ООМСВ. Их дисперсия рассчитывается с использованием стандартных выражений (см., например, [55]). Частоты ПМСВ занимают оранжевую область между кривой ФМР и кривой ПМСВ в пределе большого волнового числа и  $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$  (оранжевая сплошная кривая на рисунке 2.3в). С другой стороны, синяя область между кривой ФМР и кривой ООМСВ в пределе большого волнового числа и  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$  (синяя сплошная кривая на рисунке 2.3в) соответствует разнообразию частот ООМСВ. Эти кривые были рассчитаны с учетом следующих параметров пленки:  $4\pi M_S = 1810$  Гс,  $K_U = 3000$  эрг/см<sup>3</sup>,  $K_1 = -6400$  эрг/см<sup>3</sup>, которые были найдены из измерений ФМР и гистерезисных петель. Наблюдаемый высокочастотный резонанс находится в области ПМСВ, а низкочастотный резонанс принадлежит части ООМСВ.

Рассмотрим законы дисперсии  $\omega_{\text{BVMSW}}(k_x, 0)$  и  $\omega_{\text{MSSW}}(0, k_y)$  ООМСВ и ПМСВ, соответственно (рис. 2.3г). Для относительно большого пучка накачки  $k_{max}$  довольно мал и воз-

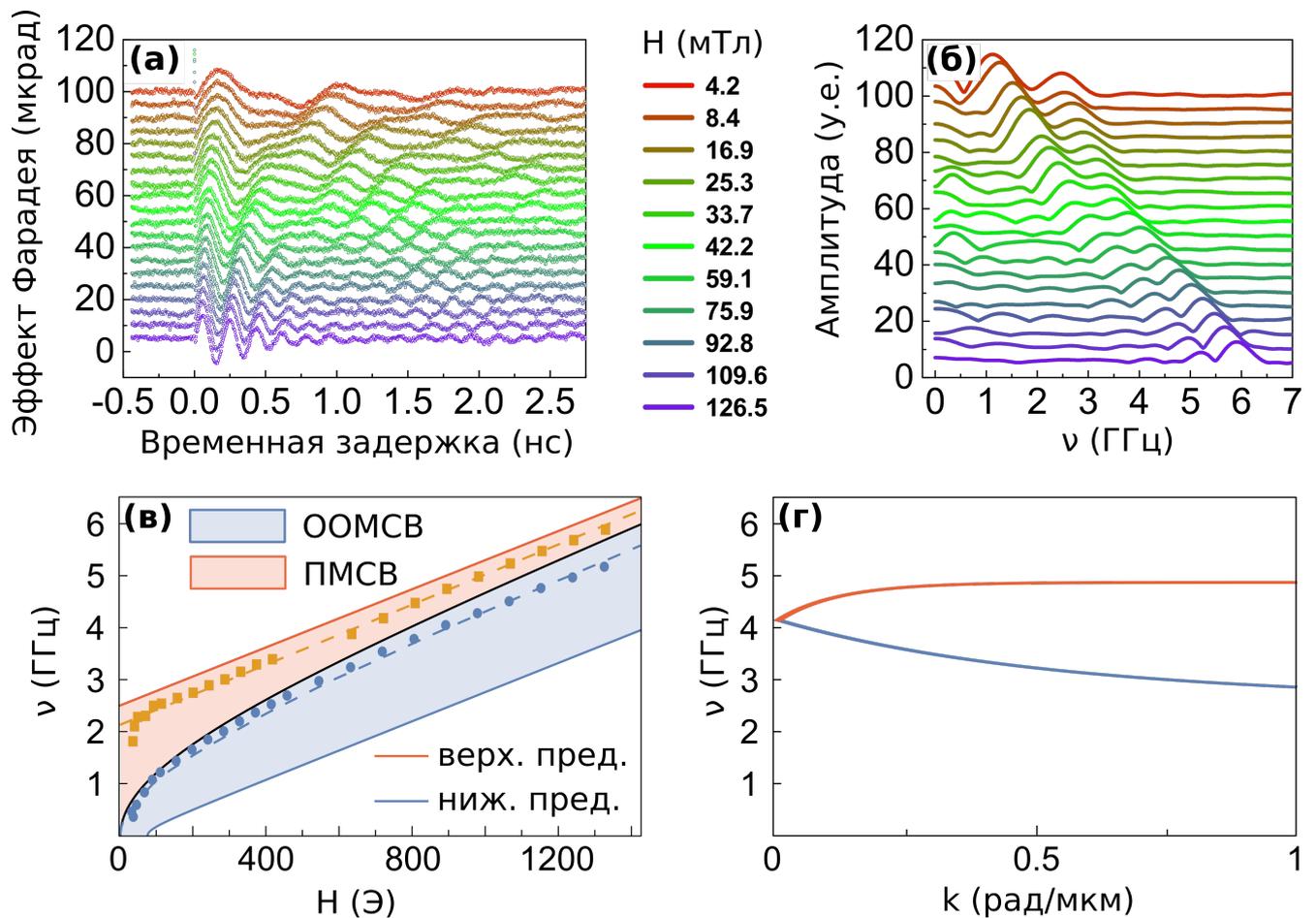


Рис. 2.3: (а) Временное разрешение эффекта Фарадея для  $d = 5$  мкм при разной величине внешнего магнитного поля. Положения областей накачки и зондирования совпадают. (б) Амплитуда спектров Фурье–преобразования сигналов (а). Все кривые в (а) и (б) имеют смещения для наглядности. (в) Частота ПМСВ и ООМСВ от магнитного поля. Розовая область демонстрирует диапазон возбуждения ПМСВ, синяя область — ООМСВ. Оранжевые и синие круги (пунктирные линии) представляют собой экспериментально (численно) определенные спектральные пики ПМСВ и ООМСВ, соответственно. (г) Расчетная дисперсия ПМСВ вдоль оси  $y$  (оранжевый) и ООМСВ вдоль оси  $x$  (синий) для внешнего магнитного поля 800 Э.

буждает СВ с частотами, близкими к ФМР. С другой стороны, меньший луч обеспечивает гораздо большее разнообразие  $k$ . Для ООМСВ он включает режимы с более низкими частотами и спектральные пики ООМСВ смещаются соответственно. Для ПМСВ ситуация отличная. Их дисперсия остается почти постоянной, начиная с  $k \approx 0,4$  рад/мкм и, следовательно, увеличение  $k_{max}$  не только сдвигает пик ПМСВ в сторону более высоких частот, но и значительно увеличивает его относительную амплитуду. Это качественное рассуждение находится в хорошем согласии с экспериментальными результатами.

Количественная интерпретация получается путем вычисления внеплоскостной составляющей индуцированной намагниченности  $m_z(\mathbf{r}, t)$  следующим образом [64]:

$$m_z(\mathbf{r}, t) \sim \int d\mathbf{r}' h_{pr}(\mathbf{r} + \mathbf{r}') \int d\mathbf{k} h_{pump}(\mathbf{k}) \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}' - \omega(\mathbf{k})t) e^{-\alpha\omega(\mathbf{k})t}. \quad (2.1)$$

Здесь  $h_{pr}(\mathbf{r})$  — пространственное распределение интенсивности пятна зондирования,  $h_{pump}(\mathbf{k})$  — преобразование Фурье пространственного распределения интенсивности пятна накачки,  $\alpha = 0,01$  — эффективная постоянная Гильберта, как в [64],  $\omega(\mathbf{k})$  является самым низким порядком дисперсии СВ. Вычисленные спектры хорошо согласуются с экспериментальными данными (рис. 2.2в).

Поскольку наблюдаемые магнитные резонансы представляют собой СВ, интересно рассмотреть их распространение в пространстве. Прецессия намагничивания видна для перекрывающихся лучей, а спектры наблюдаемых сигналов сохраняют два максимума, соответствующие ПМСВ и ООМСВ (рис. 2.4). Хорошо видны СВ для относительного смещения пучков до 30 мкм в направлении оси  $y$  (т.е. перпендикулярно магнитному полю) и 25 мкм в направлении оси  $x$  (то есть параллельно магнитному полю смещения). Важно отметить, что амплитуда ПМСВ значительно выше вдоль оси  $y$ . Длина распространения ПМСВ в направлении  $y$  превышает значение для ООМСВ более чем в 3 раза. Напротив, вдоль магнитного поля ПМСВ теряет свою амплитуду быстрее по сравнению с ООМСВ. Предпочтительное распространение в перпендикулярном направлении магнитного поля смещения является неотъемлемой особенностью ПМСВ.

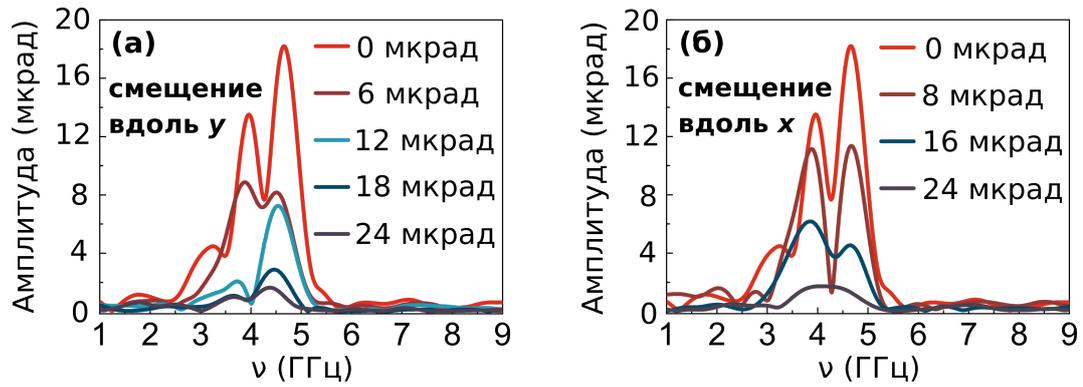


Рис. 2.4: Распространение ООМСВ и ПМСВ для диаметра накачки  $d = 5$  мкм. Амплитудные спектры сигналов вращения Фарадея, наблюдаемые на разных расстояниях между пятнами накачки и зонда: 0, 6, 12, 18 и 24 мкм. Пучок накачки смещается относительно места зондирования вдоль оси  $y$  (а) или вдоль оси  $x$  (б).

## 2.2 Измерение локальных магнитных полей с помощью оптически возбуждаемых магнитостатических волн

В данном разделе продемонстрировано, что, наряду с ООМСВ, возможно оптическое возбуждение и других типов МСВ, например, поверхностных (ПМСВ). Показано, что, в отличие от МСВ, традиционно возбуждаемых СВЧ полем [49, 84], локальная оптическая генерация МСВ открывает дополнительные возможности для исследования свойств материалов. В работе обсуждается техника накачка-зондирование для исследования магнитных свойств тонкопленочных гетероструктур с высоким пространственным разрешением порядка размера лазерного пятна на образце ( $\sim 10$  мкм). В основе метода лежит локальное оптическое возбуждение МСВ. Соответствующие результаты опубликованы в статье [1].

### 2.2.1 Экспериментальная демонстрация

Эксперименты проведены на эпитаксиальных пленках редкоземельных ферритов-гранатов двух составов, выращенных методом жидкофазной эпитаксии: образец 1, состава  $\text{Bi}_{1.1}\text{Gd}_{1.9}\text{Fe}_{4.7}\text{Sc}_{0.3}\text{O}_{12}$ , толщиной  $h = 3.6$  мкм на подложке скандий замещенного гадолиний-галлиевого граната ( $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Gd}_3\text{O}_{12}$ ) и образец 2, состава  $\text{Bi}_{0.8}\text{Lu}_{2.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ,  $h = 4$  мкм на подложках гадолиний-галлиевого граната ( $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ) с кристаллографической ориентацией плоскости (111).

Образец 1 содержит в своем составе ионы Gd и Sc, что приводит к уменьшенной намагниченности насыщения ( $4\pi M_S \sim 850$  Гс) и относительно малой константе кубической анизотропии. Константа одноосной анизотропии  $K_u$  отрицательна. Как следствие, образец 1 обладает ярко выраженной магнитной анизотропией типа “легкая плоскость”. При этом поле насыщения перпендикулярно плоскости равно 1540 Э, а поле насыщения в плоскости составляет всего 2,5 Э. Образец 2 также обладает магнитной анизотропией типа “легкая плоскость”, однако поле насыщения перпендикулярно плоскости составляет 1850 Э, а в плоскости — 15 Э. Намагниченность насыщения составляет  $4\pi M_S \sim 1810$  Гс.

Наличие ионов  $V_i$  в обоих образцах существенно усиливает их магнито–оптические свойства, приводя к удельному углу Фарадея 1.3 град/мкм для образца 1 и 2.4 град/мкм для образца 2 на длине волны  $\lambda = 655$  нм.

МСВ возбуждались и наблюдались при помощи двуцветной методики накачки–зондирования, в которой импульсы накачки и зондирования имеют разные центральные длины волн. Для оптического возбуждения динамики намагниченности применялись фемтосекундные лазерные импульсы накачки с длительностью 200 фс на длине волны  $\lambda = 550$  нм. Индуцированная импульсом накачки прецессия намагниченности во внешнем магнитном поле наблюдалась при помощи линейно поляризованного зондирующего импульса света с длиной волны  $\lambda = 821$  нм. Компонента намагниченности вдоль луча зондирования определялась по величине угла Фарадея. Временная задержка между импульсами накачки и зондирования варьировалась в пределах от  $-0,5$  до  $2,6$  нс, где нулевая временная задержка соответствует одновременному прохождению импульсов накачки и зондирования через образец. Импульсы накачки и зондирования падали на образец под углами  $17^\circ$  в ортогональных плоскостях ( $yz$ - и  $xz$ -плоскостей, соответственно, рис. 2.5). Внешнее магнитное поле было приложено в плоскости  $xz$  (рис. 2.5) под углом  $\theta_H$  к поверхности образца. Угол  $\theta_H$  варьировался от 0 до 19 градусов.

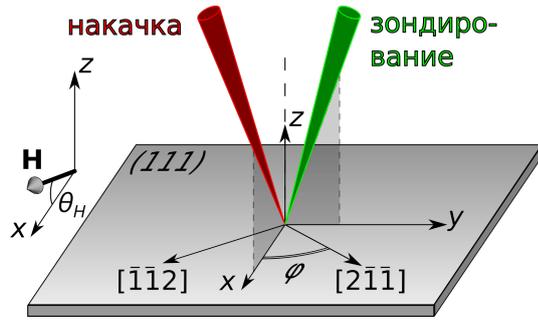


Рис. 2.5: Схема эксперимента. Поверхность образца лежит в плоскости  $xy$ . Внешнее магнитное поле направлено под углом  $\theta_H$  к плоскости  $xy$ .

Для изучения влияния кристаллографической ориентации образца относительно внешнего магнитного поля на возбуждаемую спиновую динамику образец поворачивали относительно оси  $z$ , соответствующей кристаллографическому направлению  $[111]$ . При этом положение образца характеризовалось азимутальным углом  $\phi$  между осью  $x$  (т.е. проекцией внешнего магнитного поля на плоскость образца) и кристаллографическим направлением  $[2\bar{1}1]$  (рис. 2.5).

Импульсы накачки и зондирования были сфокусированы на поверхности пленки в пятна диаметром около 15 и 10 мкм, соответственно. Плотность потока падающего излучения накачки составляла  $100 \text{ мкДж/см}^2$ . Распространение МСВ наблюдалось путем смещения луча накачки относительно луча зондирования вдоль оси  $x$  или  $y$ .

В случае, когда положения лучей накачки и зондирования на образце совпадают, наблюдается затухающая прецессия намагниченности (рис. 2.6). Амплитуда прецессии, вызванной воздействием импульсов накачки плотностью  $0,1 \text{ мДж/см}^2$ , составляет около 20 мкрад. При этом время затухания прецессии порядка 600 пс. Частота прецессии зависит от магнитного поля. В интервале полей от 50 до 160 мТл эта зависимость близка к линейной.

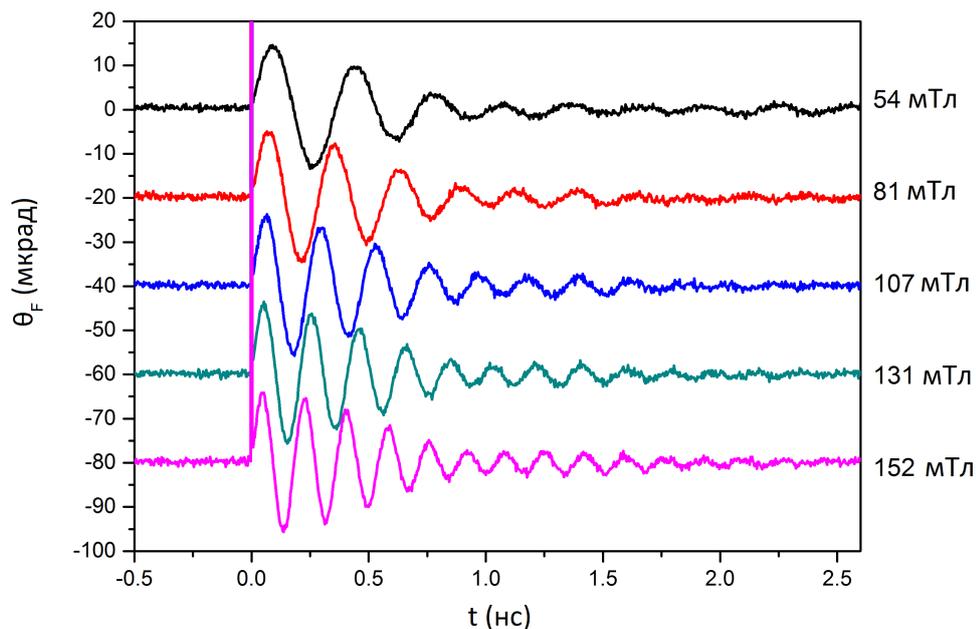


Рис. 2.6: Возбуждаемая прецессия намагниченности в образце 1 при разной величине внешнего магнитного поля, направленного в плоскости образца. Положения лучей накачки и зондирования на образце совпадают.

При смещении луча накачки из зоны перекрытия с лучом зондирования по-прежнему наблюдаются осцилляции угла Фарадея для луча зондирования, однако сигнал меняется по фазе и форме (рис. 2.7аб). МСВ отчетливо прослеживаются вплоть до относительного смещения лучей на 30 мкм в направлении оси  $x$  и 20 мкм в направлении оси  $y$ . Согласно Фурье-анализу, спектры МСВ для образца 1 имеют два выраженных максимума: низкочастотный (НЧ) пик на 3,2 ГГц и высокочастотный (ВЧ) пик на 4,2 ГГц (рис. 2.7вг). Измерения спектра поглощения образца 1 СВЧ поля показали, что частота ферромагнитного резонанса (ФМР) составляет 3,9 ГГц. Для образца 2 спектр МСВ имеет аналогичный характер с двумя максимумами на 3,9 ГГц и 4,6 ГГц, а частота ФМР составляет 4,15 ГГц. В данных измерениях внешнее магнитное поле составляло 90 мТл,  $\theta_H = 0$ .

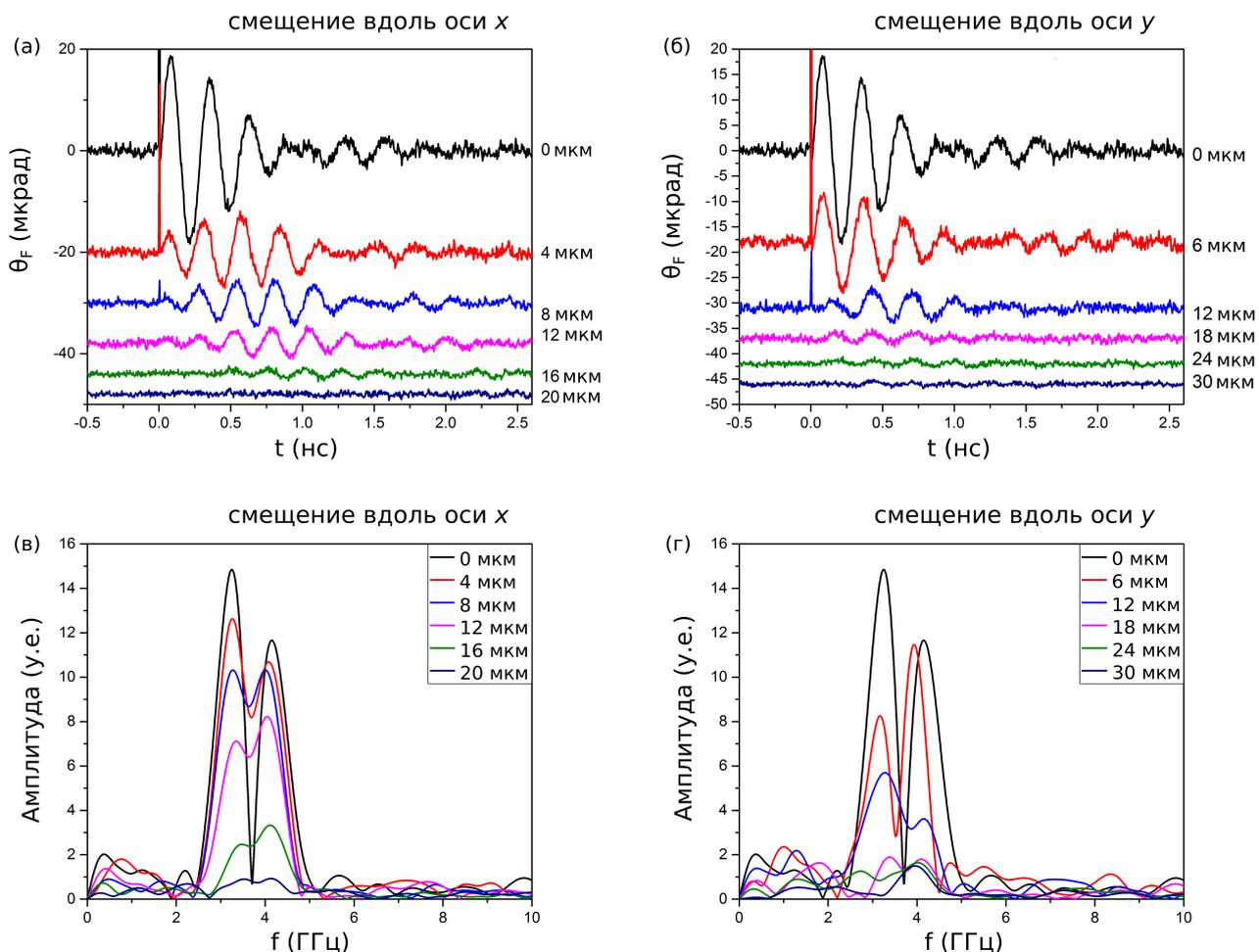


Рис. 2.7: Наблюдение МСВ, возбуждаемых лазерными импульсами накачки в образце 1. (а,б) Прецессия намагниченности, наблюдаемая на различных расстояниях от области возбуждения при смещении вдоль осей  $x$  (а) и  $y$  (б). (в,г) Фурье-спектры представленных на (а,б) зависимостей. Импульс накачки воздействует на образец в момент времени  $t = 0$ . Внешнее магнитное поле равно 90 мТл и направлено в плоскости образца. Частота ФМР образца 1 составляет 3,9 ГГц.

## 2.2.2 Анализ результатов

Для того, чтобы выяснить, какому типу МСВ соответствуют наблюдаемые спектральные максимумы, рассмотрим закон дисперсии ООМСВ и ПМСВ [67, 85] для образца 2 (при  $4\pi M_S = 1810$  Гс,  $H = 900$  Э,  $K_U = 14400$  эрг/см<sup>3</sup>,  $K_1 = -8200$  эрг/см<sup>3</sup>, гиромангнитное отношение  $\gamma = 1,76 \cdot 10^7$  рад/(Э·см), см. рис 2.8). Расчёт показывает, что для радиуса импульса накачки, сравнимого с толщиной плёнки, индуцируемый частотный диапазон ООМСВ лежит вблизи частоты объёмной прецессии [86] и составляет около 0,2 ГГц. В то же время, в

нашем случае два Фурье пика отстоят друг от друга на величину 0,7 ГГц. Следовательно, они не могут быть отнесены только к ООМСВ. Кроме того, частота ФМР, возбуждаемого СВЧ волнами, составляет 4,15 ГГц, т.е. находится между НЧ и ВЧ компонентами прецессии. Это дополнительно подтверждает, что в эксперименте возбуждаются две МСВ разной природы. Из закона дисперсии следует, что (НЧ) компонента (3,9 ГГц) соответствует ООМСВ, в то время как ВЧ компонента (4,6 ГГц) соответствует ПМСВ.

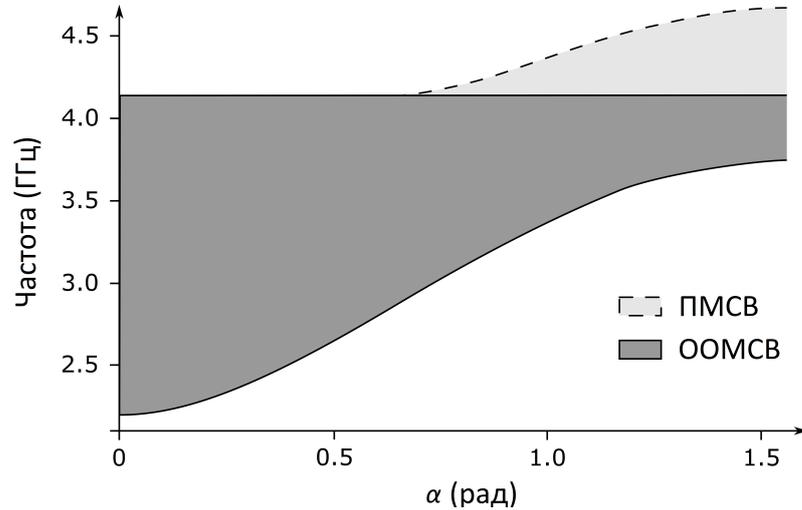


Рис. 2.8: Диапазон частот магнитостатических волн от угла  $\alpha$  между направлением движения волны и направлением внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  для образца 2. Заштрихованная область под сплошной линией соответствует ООМСВ, под штриховой линией — ПМСВ. Частота ФМР образца 2 составляет 4,15 ГГц.

Стоит отметить, что до сих пор в экспериментах “накачка–зондирование” наблюдались МСВ только объёмного типа [64, 66]. Это связано с большой толщиной пленки по отношению к радиусу импульса накачки (4 и 7,5, соответственно), что, во-первых, приводит к малой эффективности возбуждения ПМСВ, по сравнению с ООМСВ [67], а, во-вторых, к накачке ООМСВ всего диапазона, а не только вблизи частоты ферромагнитного резонанса (причём, наиболее эффективно индуцируются частоты, отвечающие волнам, распространяющимся вдоль внешнего поля и перпендикулярно ему [66]). Причина последнего заключается в том, что групповая скорость МСВ (градиент дисперсии) в районе  $k = 0$  (вблизи частоты однородной прецессии) пропорциональна толщине плёнки [67], в то время как диапазон частот МСВ не зависит от толщины пленки [85]. Поэтому, чем больше толщина плёнки, тем при меньших волновых числах  $k$  дисперсионная поверхность приближается к асимптоте. С другой стороны, чем меньше радиус импульса накачки, тем шире диапазон волновых чисел и частот возбуждения МСВ ( $k \sim 1/r_0$ ). Таким образом, для оптической генерации широкого

спектра ООМСВ ключевым фактором является большое значение  $d/r_0$ .

Условия распространения обоих типов МСВ сильно зависят от направления волнового вектора  $\mathbf{k}$  относительно внешнего магнитного поля (рис. 2.7вг). Вдоль магнитного поля, т.е. вдоль оси  $x$ , длина пробега НЧ моды на 50 % больше длины пробега ВЧ моды (18 мкм против 12 мкм). Частота НЧ моды уменьшается (на 0,1 ГГц за 16 мкм), в то время как частота ВЧ моды остается неизменной. В направлении оси  $y$  оба типа мод затухают существенно сильнее: длины пробега НМ и ВЧ моды составляют 9 мкм и 10 мкм, соответственно. При этом частоты обеих мод заметно уменьшаются (на 0,2 ГГц за 16 мкм).

Перейдем теперь к обсуждению того, как оптически возбужденные МСВ могут быть использованы для определения локальных свойств образца. Вращение образца в  $xy$ -плоскости вокруг нормали, т.е. изменение азимутального угла  $\phi$  ориентации образца приводит к изменению положения кристаллографических осей образца в пространстве по отношению к внешнему магнитному полю. При таком вращении, в частности, меняется свободная энергия образца, связанная с кубической анизотропией и его магнитная восприимчивость, что приводит к изменению частоты возбуждаемых МСВ. Анализируя спектры МСВ, возбуждаемых при разных азимутальных углах, становится возможным локальное определение ориентации кристаллографических осей образца и его основных магнитных параметров.

Зависимости частот двух спектральных максимумов, соответствующих ООМСВ и ПМСВ, от азимутального угла приведены на рис. 2.9. Эти зависимости являются периодически с периодом  $120^\circ$ , что обусловлено тем, что образец обладает кубической кристаллической решеткой и вращается в плоскости (111), причём внешнее магнитное поле составляет с плоскостью отличный от нуля угол  $\theta_H$  (рис. 2.5). Наклон магнитного поля к плоскости пленки необходим для увеличения вклада кубической анизотропии в азимутальную зависимость частот МСВ [86, 87]. Квадрат средней по азимутальному углу частоты МСВ с большой точностью является линейной функцией квадрата синуса  $\theta_H$ , а разница между максимальной по углу и средней частотой — линейной функцией синуса  $\theta_H$ .

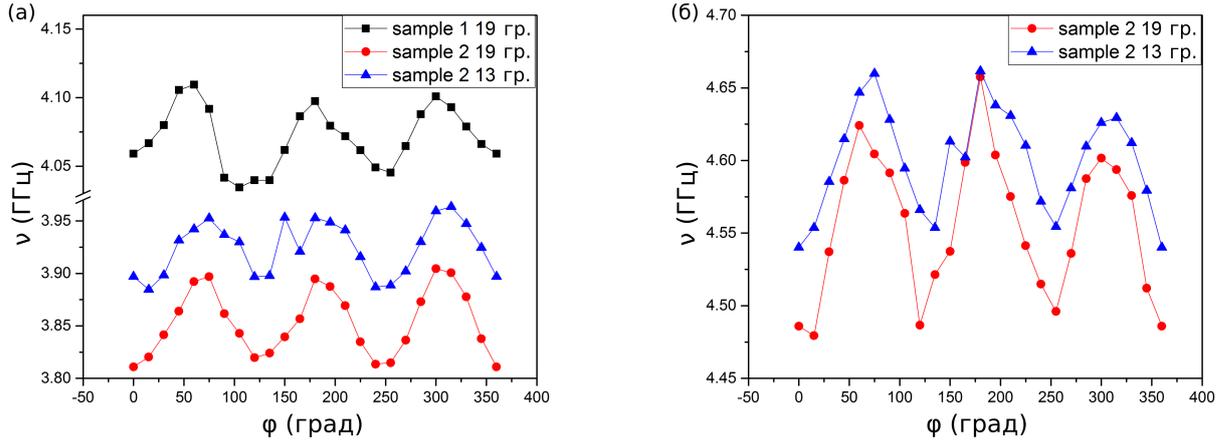


Рис. 2.9: Зависимость частот ООМСВ (а) и ПМСВ (б) в образце 1 и образце 2 от азимутального угла компоненты внешнего магнитного поля для  $\theta_H = 13^\circ$  и  $19^\circ$ .

Используя усреднённую по азимутальному углу разницу квадратов частот ПМСВ и ООМСВ,  $\Delta\Omega^2$ , а также третью гармонику ряда Фурье для азимутальной зависимости частоты ПМСВ,  $\tilde{\omega}_S$ , можно определить локальные константы  $K_1$  и  $K_U$ :

$$\gamma^2 \left( \frac{K_1 K_U}{M_S^2} + 2\pi M_S^2 \left( \sqrt{\frac{4K_1 K_U + 4K_U^2 + 9K_1^2}{M_S^4}} + 2\pi \right) + \frac{K_U^2}{M_S^2} + \frac{9K_1^2}{4M_S^2} \right) = \omega_S^2 - \omega_{BV}^2 = \Delta\Omega^2, \quad (2.2)$$

$$\frac{19\gamma K_1^2}{9M_S(-K_1 - 2K_U + HM_S + 4\pi M_S^2)} = 2\tilde{\omega}_S, \quad (2.3)$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $K_1$  и  $K_U$  — константы кубической и одноосной анизотропии, соответственно,  $M_S$  — намагниченность насыщения,  $\omega_S$  и  $\omega_{BV}$  — частоты ПМСВ и ООМСВ, соответственно.

Формулы 2.2, 2.3 получены из дисперсионных зависимостей ООМСВ и ПМСВ для случаев  $\phi = 0$  и  $\phi = \pi/2$  (что соответствует максимуму и минимуму частот МСВ) [85, 87] в пределе больших волновых векторов и справедливы, когда радиус импульса накачки в несколько раз меньше толщины плёнки. Если это условие не выполняется, формулы 2.2 и 2.3 можно использовать в качестве нулевого приближения. В первом приближении можно считать, что наиболее эффективно возбуждаются частоты с волновым вектором  $k_y = 1/r_0$ ,  $k_x = 0$ , и найти локальные константы анизотропии из формул для дисперсии магнитостатических волн [85, 87].

Для образца 2 в первом приближении были получены следующие значения локальных

констант анизотропии:  $K_U = 14400$  эрг/см<sup>3</sup>,  $K_1 = -8200$  эрг/см<sup>3</sup>, что согласуется с усредненными константами образца, найденными из эксперимента по исследованию ФМР.

### 2.3 Результаты и выводы главы 2

Впервые было предложено и продемонстрировано, что изменение диаметра пучка накачки обеспечивает значительную перестраиваемость возбуждаемых МСВ. В частности, относительно широкие лучи возбуждают ПМСВ и ООМСВ вблизи ФМР, так что они не могут быть отделены спектрально. С другой стороны, пучки накачки диаметром 10 мкм и более узкие возбуждают ПМСВ более высокой частоты относительно ФМР, что позволяет отличить их от ООМСВ. В результате это обеспечивает различные пространственные распределения динамики намагничивания внутри магнитной пленки, что имеет первостепенное значение для многочисленных применений в области магноники.

Расстояния распространения возбужденных спиновых волн не превышают 30 мкм, что по-прежнему намного больше, чем для ПМСВ в металлических ферромагнетиках, но может быть недостаточно для некоторых применений. Следует отметить, что затухание ПМСВ главным образом определяется не затуханием Гильберта, а дефазированием различных частотных составляющих и распределением энергии при распространении ПМСВ. Последнее может быть значительно уменьшено путем ограничения ПМСВ, которое может быть достигнуто путем изготовления волноводных каналов или магنونных кристаллов в магнитных пленках [73].

Впервые был предложен и продемонстрирован метод оптического локального зондирования магнитных свойств материалов при помощи оптического возбуждения различных типов МСВ. Возбуждение МСВ в пленках редкоземельных ферритов–гранатов осуществляется за счет обратного эффекта Фарадея. При этом использована оптическая накачка с диаметром пятна на образце 15 мкм. Анализ Фурье–спектров магнитооптического сигнала показал возбуждение двух типов МСВ: объемных обратных и поверхностных МСВ. Данные два типа МСВ значительно отличаются друг от друга спектральным диапазоном, а также сдвигом частот и скоростью затухания при распространении в различных направлениях, что полностью согласуется с проведенным моделированием на базе уравнения Ландау–Лифшица. Возбуждаемые локально МСВ могут быть использованы для локальной характеристики образцов. Представленный в данной работе подход имеет большое значение для локального исследования и контроля магнитных свойств микроструктурированных материалов. Можно предположить, что при исследовании микроструктур анализ спектров оптически возбуж-

даемых МСВ, испытывающих многократное отражение от стенок микроструктур, позволит исследовать не только их магнитные параметры, но и геометрические особенности.

Представленные в главе результаты изложены в 3 научных статьях [1, 2, 88, 89], которые опубликованы в рецензируемых журналах, индексируемых в системах Web of Science и Scopus, и включенных Высшей аттестационной комиссией в список изданий, рекомендуемых для опубликования основных научных результатов диссертации на соискание ученой степени кандидата наук.

**Генерация спиновых волн в магнитофотонных кристаллах****3.1 Локализация электромагнитного излучения в магнитофотонных кристаллах для задач обратной магнитооптики**

Оптический контроль намагниченности в ультракоротких временных масштабах представляет первостепенный интерес [27, 32, 90–93] в контексте приложений обработки данных и спинтроники [94, 95]. Обратный эффект Фарадея обеспечивает новый способ эффективного управления спинами на частотах от нескольких ГГц до нескольких ТГц [27]. Циркулярно поляризованные лазерные импульсы могут индуцировать эффективное магнитное поле ОЭФ около  $10^2$ – $10^4$  Э в магнитном диэлектрике и возбуждать прецессию намагничивания, приводящую к магнитостатическим спиновым волнам [64, 96–101]. К настоящему времени ОЭФ исследована только в отдельно стоящих кристаллах и пленках на подложке. В этом случае оптические импульсы влияют на намагниченность практически равномерно по всей глубине магнитной пленки. В спектральном диапазоне, где дисперсия оптических и магнитооптических свойств магнитного образца мала, ОЭФ незначительно зависит от длины волны лазерного импульса.

В то же время локализация света в магнитном слое делает взаимодействие света с веществом более эффективным и обеспечивает заметные резонансы в оптических спектрах, что приводит к значительному усилению различных магнитооптических эффектов [102, 103]. Для магнитных структур, содержащих проводящие среды, ключевую роль играют поверхностные плазмон–поляритоны. Другой тип локализации достигается в полностью диэлектрических магнитных структурах: магнитофотонных кристаллах и микрорезонаторах. Магнитофотонные кристаллы содержат периодическую магнитную ячейку, в то время как магнитофотонные микрорезонаторы (МФМР) состоят из субволновой магнитной среды, окруженной фотонным кристаллом [104, 105]. В последнем случае локализация света возникает при резонансе микрорезонатора, спектрально расположенном внутри запрещенной фотонного кристалла.

Оптический контроль намагниченности с использованием магнитных наноструктур был продемонстрирован в пленках  $GdFeCo$  и  $TbFeCo$ , покрытых золотыми двухпроводными антеннами и прямоугольными отверстиями в золотой пленке [106, 107]. Была достигнута субволновая локализация магнитной области под влиянием света. В недавней работе [108] описывается плазмон-индуцированное размагничивание в наночастицах никеля. ОЭФ в образцах,

покрытых наноразмерными отверстиями, был теоретически исследован в контексте возможного применения полностью оптической магнитной записи высокой плотности [109].

Из-за больших оптических потерь в металлах плазмонные резонансы достаточно широки, что не позволяет получать большие значения ОЭФ и скорее приводят к тепловым эффектам. В этом отношении все диэлектрические структуры являются более выгодными, поскольку они обеспечивают оптические резонансы с высокими оптическими коэффициентами качества. ОЭФ во всех диэлектрических структурах еще не рассматривался экспериментально.

В данной главе приводится исследование влияния удержания оптического излучения в полностью диэлектрических МФМР на ОЭФ. Мы возбуждаем динамику намагниченности импульсами фемтосекундного лазера в МФМР, чтобы продемонстрировать, что ОЭФ становится очень чувствительным к длине волны возбуждающего лазера и значительно увеличивается при попадании в резонанс микрорезонатора в запрещенной зоне фотонного кристалла.

### 3.1.1 Экспериментальная демонстрация

Для проведения экспериментов мы использовали МФМР с феррит–гранатовой магнитной пленкой висмута, расположенной между двумя немагнитными диэлектрическими брэгговскими зеркалами (рис. 3.1а). Пленки феррита–граната, легированные висмутом, обеспечивают большой эффект Фарадея и обладают относительно низким оптическим поглощением в длинноволновом диапазоне видимого спектра [59]. Легирование позволяет достичь высокой магнитооптической добротности в МФМР. Магнитная пленка имеет анизотропию типа легкая ось и состоит из вспомогательного (M1) и основного слоев (M2). Слой M1 необходим для нанесения высококачественного слоя M2 с большой концентрацией висмута. При падении света на  $43^\circ$  мода резонатора возбуждается в центре запрещенной зоны фотона при  $\lambda_0 = 642$  нм (рис. 3.2а). Это сопровождается 5-кратным усилением эффекта Фарадея по отношению к одиночной магнитной пленке. Оптически возбужденная спиновая динамика в МФМР была исследована экспериментальным методом накачка–зондирование. Импульс накачки с круговой поляризацией и длительностью 150 фс использовался для возбуждения прецессии намагничивания посредством ОЭФ: во время распространения импульса в образце появляется эффективное магнитное поле,  $H_{IFE}$ .

Наблюдаемые колебания угла Фарадея зондирующего пучка  $\Psi$  можно описать гармонической функцией с убывающей амплитудой  $\Psi(t) = \Psi_m \exp(-t/\tau) \sin \omega t$ , где  $\Psi_m$  — начальная амплитуда,  $\tau$  — время затухания прецессии, а  $\omega$  — частота прецессии (рис. 3.2б). Амплитуда

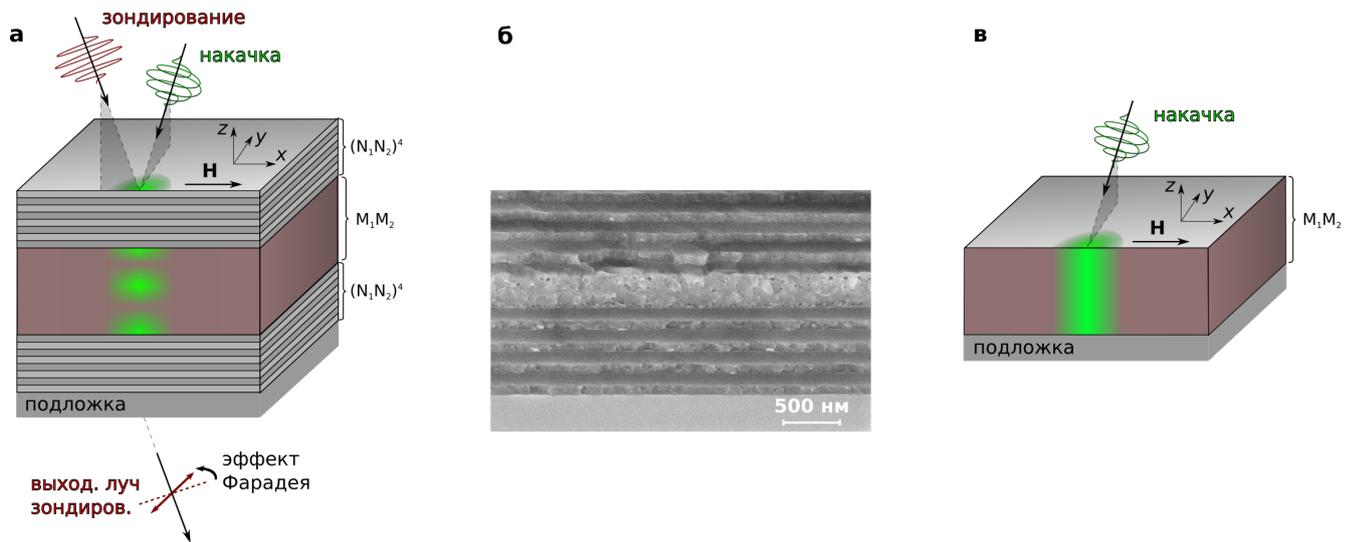


Рис. 3.1: Трехмерный обратный эффект Фарадея в магнитофотонном микрорезонаторе. (а) Схема эксперимента. Образец представляет собой магнитофотонный микрорезонатор, образованный магнитной пленкой (коричневого цвета), зажатой между двумя немагнитными брэгговскими зеркалами, образованными несколькими парами диэлектрических слоев  $N_1$  и  $N_2$  (серого цвета). Накачка с циркулярной поляризацией возбуждает магнитную пленку, а линейно поляризованный импульс зондирования используется для наблюдения динамики намагниченности с некоторой временной задержкой. (б) РЭМ-изображение поперечного сечения образца МФМР. (а, в) Рассчитанные распределения оптически генерируемого эффективного магнитного поля внутри магнитного слоя МФМР (а) и внутри одиночной магнитной пленки (в) показаны на лицевой стороне образцов зеленым цветом, демонстрируя 3D и 2D локализация ОЭФ соответственно.

наблюдаемых колебаний сильно зависит от длины волны накачки, которая варьируется вблизи резонанса МФМР. Полная ширина на полувысоте резонанса  $\Psi_m(\lambda)$  составляет  $\lambda = 12$  нм, что соответствует ширине пика в спектре пропускания.

Следует отметить, что время затухания также чувствительно к длине волны накачки: самое долгое затухание наблюдается при накачке на длине волны резонанса. Чтобы прояснить этот момент, мы изменили плотность энергии импульса накачки, настроенного на резонанс МФМР (рис. 3.2д). Можно видеть, что время затухания увеличивается с увеличением плотности энергии. Следовательно, более высокая амплитуда оптического поля внутри магнитной пленки с ионами Gd приводит к более длительной прецессии намагниченности. Это позволяет предположить, что наблюдаемое увеличение времени затухания при приближении к длине волны резонанса микрорезонатора может быть связано с концентрацией оптической

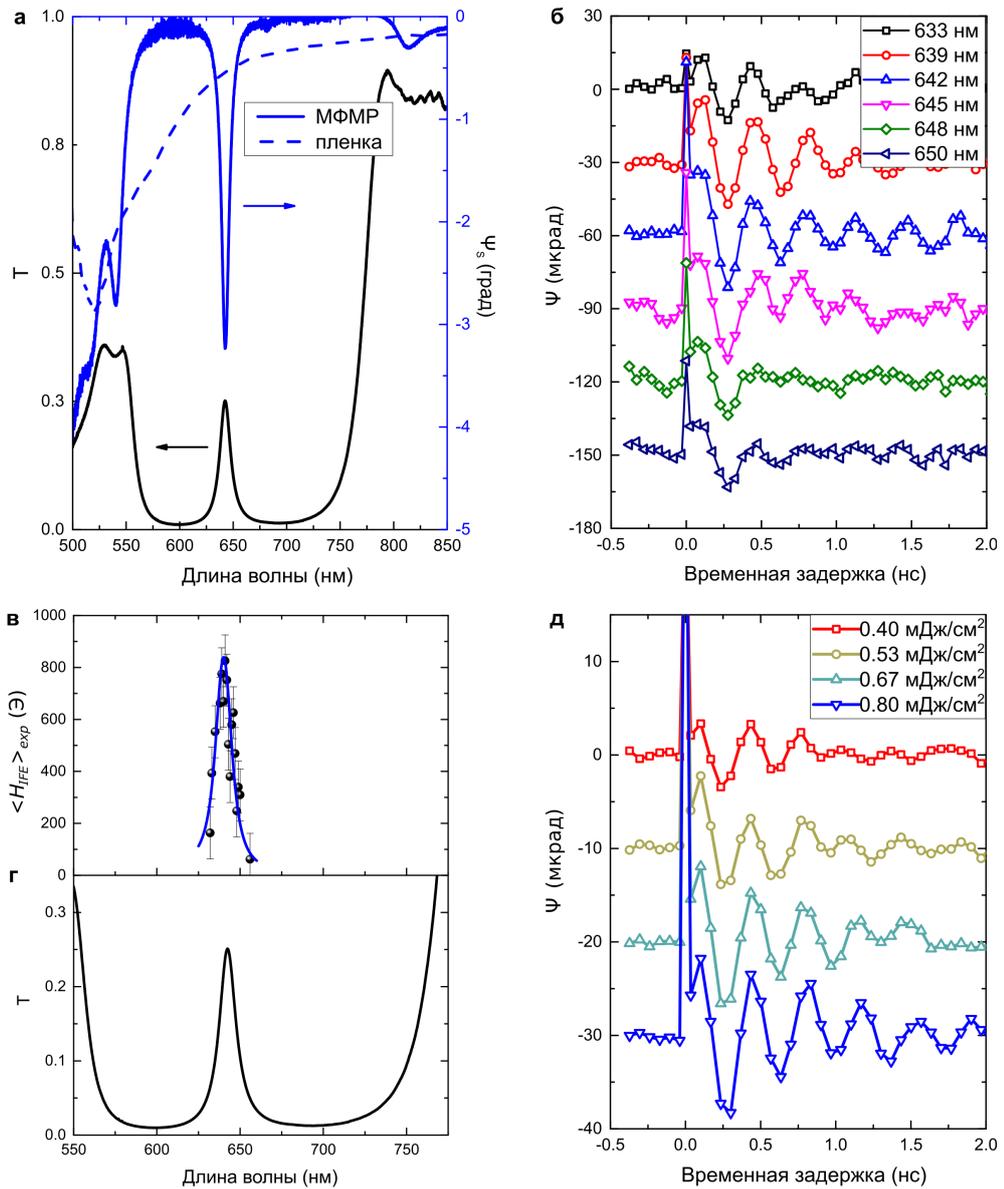


Рис. 3.2: Динамика возбуждения намагниченности лазерного импульса в МФМ. (а) Спектры пропускания (черная кривая) и фарадеевского вращения (синяя кривая) для МФМ и одиночной магнитной пленки (пунктирная синяя кривая). (б) Разрешенное во времени изменение фарадеевского вращения, демонстрирующее прецессию намагничивания на различных длинах волн возбуждения вблизи резонанса. Плотность энергии импульса накачки составляет 0,66 мДж/см<sup>2</sup>. (в) Усредненная по толщине магнитной пленки нормальная составляющая магнитного поля ОЭФ в зависимости от длины волны накачки: найденная из экспериментальных данных  $\langle H_{IFE} \rangle_{exp}$  (черные сферы) и расчетная  $\langle H_{IFE} \rangle_{calc}$  (сплошная синяя кривая). (г) Спектр пропускания МФМ при угле падения 43°. (д) Разрешенное во времени изменение фарадеевского вращения, демонстрирующее прецессию намагниченности, возбуждаемую импульсом накачки при  $\lambda = 640$  нм (вблизи резонанса МФМ) для различных значений плотности энергии. Внешнее магнитное поле составляет 890 Э.

мощности в магнитном слое.

### 3.1.2 Анализ результатов

Поскольку длительность лазерных импульсов  $\Delta t$  значительно меньше периода ферромагнитного резонанса, динамику намагниченности можно рассматривать как затухающую прецессию вокруг внешнего магнитного поля с начальными условиями, определяемыми  $H_{IFE}$ . Если направление вектора намагниченности описывается углом  $\theta$  между намагниченностью и плоскостью пленки, то  $\theta(t) = \theta_m \exp(-t/\tau) \sin \omega t$ , где  $\theta_m$  — начальная амплитуда  $\theta$ . Амплитуда прецессии в основном определяется нормальной составляющей магнитного поля ОЭФ,  $H_{IFE}$ :

$$\theta_m = \gamma(1 + H_a/H)^{-1/2} H_{IFE} \Delta t, \quad (3.1)$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $H_a = 4\pi M - 2K_U/M$ ,  $M$  — намагниченность насыщения, а  $K_U$  — постоянная одноосной анизотропии. Следовательно,  $H_{IFE}$  можно найти из амплитуды прецессии.

В магнитной пленке внутри МФМР распределение оптического поля по толщине пленки неоднородно, что вызывает некоторое распределение  $H_{IFE}(z)$ . В соответствии с формулой 3.1,  $\theta_m(z) \propto H_{IFE}(z)$ . Со временем распределение  $\theta(z)$  становится более плавным, поскольку спины в смежных областях пленки взаимодействуют между собой диполь-дипольными и обменными взаимодействиями.

Зависимая от глубины прецессия намагниченности  $\theta(z)$  детектируется импульсом зондирования. Поскольку зондирующий импульс также распространяется через МФМР, распределение его электрического поля  $\mathbf{E}_{pr}(z)$  в магнитной пленке также не является равномерным. Следовательно, наблюдаемый сигнал учитывает относительное распределение  $\theta_m(z)$  и  $\mathbf{E}_{pr}(z)$ . Однако для оценки внеплоскостной составляющей магнитного поля  $\langle H_{IFE} \rangle_{exp}$  из эксперимента можно предположить, что измерения зондирующего пучка усреднены по углу прецессии толщины пленки  $\langle \theta \rangle$  и  $\Psi_m = \Psi_s \cos \beta \langle \theta_m \rangle$ , где  $\Psi_s$  — фарадеевское вращение для пленки, которая находится в нормальном к плоскости насыщающем магнитном поле, а  $\beta$  — угол преломления падающего света внутри магнитной пленки. Здесь  $\cos \beta$  учитывает, что угол Фарадея пропорционален проекции намагниченности на волновой вектор света.

Расчеты подтверждают, что это предположение приводит к довольно небольшой неточности, но позволяет заметно упростить формулы. Следовательно, среднее значение магнит-

ного поля  $OЭФ \langle H_{IFE} \rangle_{exp}$  можно найти из экспериментальных данных как:

$$\langle H_{IFE} \rangle_{exp} = \frac{\sqrt{1 + H_a/H}}{\gamma \cos \beta \Delta t} \left( \frac{\Psi_m}{\Psi_s} \right). \quad (3.2)$$

Значение  $OЭФ$  сильно зависит от длины волны накачки (черные сферы на рис. 3.2в), демонстрируя гигантский пик в запрещенной зоне фотона ( $\lambda = 642$  нм) (сравните рис. 3.2в,г). На длине резонансной волны  $\langle H_{IFE} \rangle_{exp}$  достигает 840 Э.

С другой стороны, магнитное поле  $OЭФ$  определяется распределением электрического поля  $\mathbf{E}$  накачки внутри магнитной пленки:

$$\mathbf{H}_{IFE} = -\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \frac{g}{M} \text{Im}([\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]), \quad (3.3)$$

где  $\epsilon_0$  и  $\mu_0$  — диэлектрическая и магнитная проницаемости в свободном пространстве, соответственно, а  $g$  — гирация среды. Для расчета распределения  $\mathbf{E}(z)$  использовался метод матрицы переноса. При  $\lambda = 642$  нм уравнение 3.3 дает  $H_{IFE}(z)$  с максимальным значением  $(H_{IFE})_{calc} = 1825$  Э и средним значением  $\langle H_{IFE} \rangle_{calc} = 850$  Э (рис. 3.3а, черная кривая). Последнее хорошо согласуется с  $\langle H_{IFE} \rangle_{exp}$ , найденным по экспериментальным данным по формуле 3.2. Расчеты для других длин волн накачки вокруг резонанса резонатора также соответствуют экспериментальным результатам с хорошей точностью (сплошная синяя кривая на рис. 3.2в). Это подтверждает применимость уравнений 3.1–3.3 в нашем случае.

В резонансе МФМР ( $\lambda = 642$  нм) функция  $H_{IFE}(z)$  в каждом магнитном слое принимает гармоническую форму:  $H_{IFE}(z) = H_{IFE m} \cos^2 \frac{2\pi\sqrt{\epsilon}}{\lambda_0} z$ , где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость магнитного слоя (черная кривая на рис. 3.3а). Значение  $H_{IFE m}$  примерно в 5 раз превышает поле  $OЭФ$  в одинарной магнитной пленке на подложке,  $H_{IFE0}$  (синяя кривая на рис. 3.3а). Распределение  $H_{IFE0}(z)$  близко к равномерному. Разрывы  $H_{IFE}(z)$  обусловлены различными значениями инерции двух подслоев, составляющих магнитную пленку.

Поле  $H_{IFE}(z)$  имеет три максимума в магнитной пленке при  $z = \zeta_i$ . Два из них находятся на стыках с брэгговскими зеркалами:  $\zeta_1 = 0$  нм с шириной  $\frac{\lambda_0}{8\sqrt{\epsilon_2}} = 33$  нм и  $\zeta_3 = 282$  нм с шириной  $\frac{\lambda_0}{8\sqrt{\epsilon_2}} = 37$  нм. Промежуточный максимум находится при  $\zeta_2 = \frac{\lambda_0}{2\sqrt{\epsilon_1}} = 130$  нм и имеет ширину  $\frac{\lambda_0}{4\sqrt{\epsilon_1}} = 65$  нм. Поэтому лазерные импульсы возбуждают динамику спинов в магнитной пленке локально по глубине. Кроме того, фокусировка импульсов также добавляет локализацию в плоскости образца. В результате в МФМР мы имеем дело с трехмерной локализацией  $OЭФ$  в цилиндрических областях, которые имеют диаметр 9 мкм и высоту всего несколько десятков нанометров.

Кроме того, положение областей локализации  $OЭФ$  внутри магнитной пленки настраивается путем изменения длины волны накачки или угла падения. В частности, области  $OЭФ$

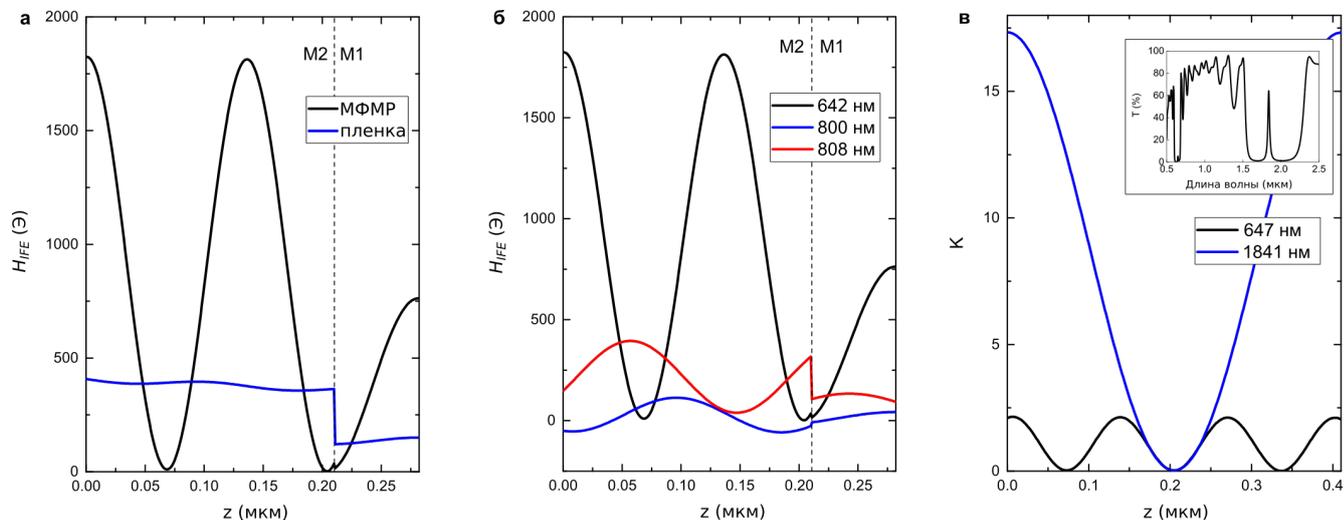


Рис. 3.3: Рассчитанное распределение эффективного магнитного поля ОЭФ в экспериментально изученных МФМР (а,б) и в МФМР со слоями в три раза более толстыми (в). (а) Магнитное поле ОЭФ в магнитной пленке экспериментально исследованного МФМР при накачке на длине волны резонанса (черная кривая) и в одиночной магнитной пленке на подложке (синяя кривая) при  $\lambda = 642$  нм. (б) Магнитное поле ОЭФ в магнитной пленке экспериментально исследованного МФМР при  $\lambda = 642$  нм (черная кривая), 800 нм (синяя кривая) и 808 нм (красная кривая). На (а) и (б) показаны два магнитных слоя: основной (M1,  $0 < z < 210$  нм) и вспомогательный (M2,  $210 < z < 282$  нм). (в) Коэффициент усиления магнитного поля ОЭФ  $K$ , в МФМР с основным резонансом при  $\lambda = 1841$  нм по сравнению с одиночной магнитной пленкой резонансов 1-го порядка ( $\lambda = 1841$  нм, синяя кривая) и 2-го порядка ( $\lambda = 647$  нм, черная кривая). МФМР в (в) имеет брэгговские зеркала из четырех пар слоев  $\text{TiO}_2$  толщиной 228 нм и  $\text{SiO}_2$  толщиной 351 нм и магнитную пленку  $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$  толщиной 410 нм. Площадь магнитного слоя показана ( $0 < z < 410$  нм). На вставке: спектр пропускания МФМР с основным резонансом при  $\lambda = 1841$  нм.

смещаются на глубину около 60 нм, если длина волны накачки изменяется от  $\lambda = 642$  нм до  $\lambda = 808$  нм, что соответствует краю ширины запрещенной зоны фотона (рис. 3.3б). Следовательно, спины в слоях пленки, которые непосредственно не возбуждаются при  $\lambda = 642$  нм, становятся доступными при  $\lambda = 808$  нм и наоборот. В некотором диапазоне длин волн (около  $\lambda = 800$  нм) направление магнитного поля ОЭФ изменяется на противоположное в пределах глубины всего 100 нм (синяя кривая на рис. 3.3б). Противоположное направление  $H_{IFE}$  обусловлено наклонным падением импульса накачки на длинах волн вокруг края фотонной запрещенной зоны. В этих условиях разность фаз между компонентами оптического поля  $E_x$  и  $E_y$  приводит к противоположному знаку  $\text{Im}([\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*])$ , описывающему ОЭФ (см. ур-е 3.3).

Если параметры МФМР выбираются для получения мод резонатора нескольких порядков в диапазоне длин волн прозрачности магнитной пленки, то области локализации ОЭФ могут быть радикально изменены путем переключения накачки между резонансами резонатора (рис. 3.3с). Разница в коэффициенте усиления  $K = \frac{H_{IFE_m}}{H_{IFE_0}}$  при  $\lambda = 647$  нм и  $\lambda = 1841$  нм обусловлена значительно более высоким поглощением ферритов-гранатов в видимом диапазоне. Максимальная длина локализации составляет  $\frac{\lambda_0}{8\sqrt{\epsilon}}$  и, следовательно, она становится меньше для резонансов высшего порядка. Однако его дальнейшее уменьшение ограничено поглощением на коротких волнах. Для ферритов-гранатов приемлемый диапазон поглощения начинается  $\lambda \geq 600$  нм, что предполагает наилучшую локализацию до 35 нм.

Изменение длины волны импульса зондирования также дало бы дополнительное преимущество, поскольку оно изменяет распределение зондирующего электромагнитного поля и, следовательно, обеспечивает чувствительность к динамике намагничивания в различных частях внутри магнитной пленки.

Увеличение резонанса и локализация ОЭФ в небольших областях внутри магнитной пленки на длине волны моды резонатора указывает на то, что оптическое ограничение является критическим для этих явлений. Это также можно рассматривать с точки зрения увеличения состояний оптической плотности в резонаторе относительно свободного пространства в соответствии с эффектом Парселла.

Оптический резонанс в магнитофотонном кристалле характеризуется добротностью  $Q$ , определяемой отношением длины резонансной волны резонатора  $\lambda_0$  к полной ширине резонанса на половине максимума,  $\Delta\lambda : Q = \lambda_0/\Delta\lambda$ . Добротность  $Q$  определяется количеством слоев в брэгговских зеркалах.

Для экспериментально исследованной МФМР поглощение магнитной пленки делает зависимость коэффициента усиления  $K(Q)$  немонотонной (рис. 3.4). На уровне поглощения экспериментально исследованных магнитных слоев оптимальное значение  $Q$  соответствует

трем парам слоев  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  в брэгговских зеркалах МФМР. Следовательно, исследуемый образец близок к оптимальному. Однако на длине волны резонанса  $\lambda_0 = 1400$  нм поглощение магнитной пленки более чем в 550 раз меньше, что приводит к линейной зависимости  $K(Q)$  вплоть до 6 пар слоев  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  ( $Q = 470$ ) и можно ожидать максимальную величину  $K = 110$  (рис.3.4, черная кривая).

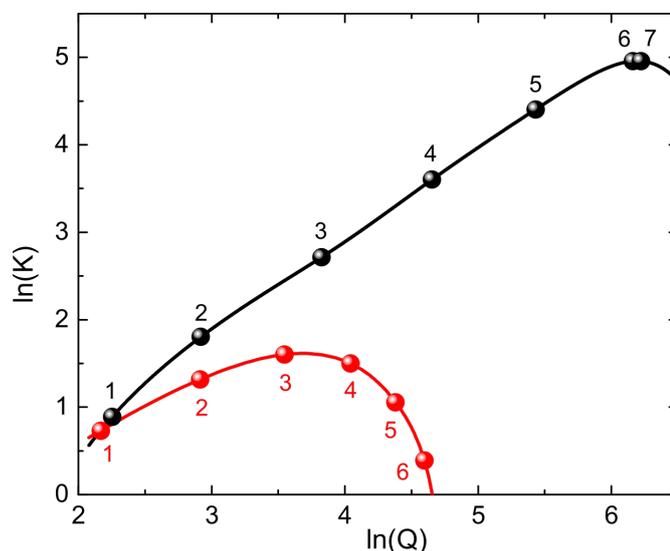


Рис. 3.4: Коэффициент усиления обратного эффекта Фарадея в зависимости от добротности магнитофотонных микрорезонаторов. Рассмотрены два случая различных оптических потерь в слоях феррита–граната: при  $\lambda_0 = 642$  нм (красная кривая) и при  $\lambda_0 = 1400$  нм (черная кривая). Числа рядом с кружками указывают количество пар N1N2 диэлектрических слоев в брэгговских зеркалах магнитофотонного кристалла.

### 3.2 Результаты и выводы главы 3

Впервые было предложено и показано, что магнитофотонные микрорезонаторы обеспечивают гигантский пик в зависимости обратного эффекта Фарадея от длины волны накачки и значительное увеличение его значения. В частности, экспериментально изученный магнитофотонный кристалл дает 5–кратное увеличение ОЭФ по сравнению с одиночной пленкой. Коэффициент усиления связан с добротностью микрорезонатора, и по этой причине более выгодно использовать диэлектрические брэгговские зеркала, а не металлические, и работать в диапазоне длин волн прозрачности магнитной пленки. Кроме того, расчет распределения оптического поля в магнитофотонном кристалле выявляет субволновую локализацию ОЭФ вдоль толщины пленки вплоть до десятков нанометров. Распределение магнитного по-

ля ОЭФ в магнитной пленке может варьироваться в зависимости от длины волны накачки или угла падения импульсов фемтосекундного лазера. Эта функция может быть использована для доступа к определенным спинам в магнитофотонной микрорезонаторе. Здесь мы обнаружили сдвиг ОЭФ-области примерно на 60 нм для изменения длины волны накачки от 642 нм до 808 нм. Локализация электромагнитного излучения может позволить возбуждать резонансы спиновых волн в магнитной системе, то есть магнитные моды, которые характеризуются неравномерным распределением по толщине пленки. Дальнейшее развитие нашей концепции ОЭФ в структурах с оптической локализацией может быть осуществлено путем внедрения различных типов плазмонных или полностью диэлектрических наноантенн для концентрации оптических полей и обратного эффекта Фарадея в еще меньших объемах с толщиной около десяти нанометров.

Представленные в главе результаты изложены в 1 научной статье [4], которая опубликована в рецензируемом журнале, индексируемом в системах Web of Science и Scopus, и включенной Высшей аттестационной комиссией в список изданий, рекомендуемых для опубликования основных научных результатов диссертации на соискание ученой степени кандидата наук.

## Управление свойствами оптически генерируемых спиновых волн

### 4.1 Управление начальной фазой оптически генерируемой спиновой волны

Оптический подход к возбуждению динамики намагниченности позволяет преодолеть несколько ограничений, присущих традиционным способам, использующим микроволны. Прежде всего, он позволяет воздействовать на намагниченность локально, внутри сфокусированного лазерного пятна, которое можно легко смещать вдоль образца [1, 110]. Эта особенность может быть использована для изучения распространения спиновых волн в наноструктурированных материалах с высоким разрешением [111]. Волновые свойства света позволяют контролировать намагниченность образца в определенной области магнитного слоя в пределах микрометра с помощью множества импульсов возбуждения [112]. Область образца с размером порядка микрометра, в которой спины взаимодействуют с фотонами, может работать как точечный источник магнонов [2, 3, 64, 66, 98, 100, 113]. Субволновая локализация магнонного источника по толщине магнитной пленки также была недавно продемонстрирована [4]. Изменение формы и размера лазерного пятна обеспечивает возможность настройки типа и спектра генерируемых спиновых волн. Например, можно переключаться между поверхностными и обратными объемными спиновыми волнами, меняя диаметр лазерного пятна [2, 113]. Кроме того, переход от возбуждения с одним импульсом к возбуждению с несколькими импульсами дает дополнительную степень свободы, приводящую к усилению амплитуды спиновых волн, настраиваемости их спектра и направленности источника магнонов [3, 98].

Обычно оптически возбужденная динамика намагниченности наблюдается с помощью экспериментальной техники накачки–зондирования, в котором пучок накачки высокой интенсивности приводит в движение спины, а зондирующий пучок низкой интенсивности приходит с некоторой временной задержкой и измеряет изменение намагниченности вдоль его волнового вектора под действием эффекта Фарадея. Прецессия намагниченности в данной точке описывается убывающей гармонической функцией  $m_z(t) = m_{z0} \sin(\omega t + \beta)$ , где ось  $z$  перпендикулярна оси прецессии,  $m_z$  — проекция намагниченности на ось  $z$ ,  $m_{z0}$ ,  $\omega$ ,  $\beta$  — амплитуда, частота и фаза прецессии соответственно, а  $\tau$  — время затухания. Амплитуда прецессии увеличивается за счет увеличения плотности энергии возбуждения, а частота изменяется через внешнее магнитное поле. В то же время управление фазой не так просто. Если динамика намагниченности возбуждается за счет фотоиндуцированной магнитной

анизотропии или обратного эффекта Коттона-Мутона, то фаза может быть модифицирована ориентацией линейной поляризации пучка накачки. Однако в случае обратного эффекта Фарадея, связанного с лазерными импульсами с круговой поляризацией, доступны только два сценария: прецессия намагничивания по часовой стрелке и против часовой стрелки, возбуждаемая левым и правым импульсами с круговой поляризацией. Это соответствует  $\beta = 0$  и  $\beta = \pi$ . Таким образом, перестраиваемая регулировка фазы еще не была продемонстрирована.

В данной главе демонстрируется подход для точного изменения фазы колебаний намагниченности, возбуждаемой циркулярно поляризованными фемтосекундными лазерными импульсами. Теоретическое исследование показывает, что фаза зависит от направления наклонно падающих импульсов накачки. Экспериментальные исследования подтверждают это поведение и хорошо согласуются с теоретической моделью. Полученные результаты открывают новый путь для точной модификации фазы динамики намагниченности и, в частности, спиновых волн, возбуждаемых циркулярно поляризованными световыми импульсами.

#### 4.1.1 Фаза оптически возбуждаемых спиновых волн

Начнем с теоретического рассмотрения динамики намагниченности, возбуждаемой в освещенном месте пленки. На рисунке 1 показана геометрия рассматриваемой системы, где циркулярно поляризованный пучок накачки входит в материал под некоторым углом падения. Он индуцирует эффективное магнитное поле  $\mathbf{H}_{IFE}$ , направленное вдоль волнового вектора света  $\mathbf{k}$  внутри магнитной пленки. Следовательно, ориентация  $\mathbf{H}_{IFE}$  определяется углом преломления импульса накачки  $\Theta_m$  и его азимутальным углом  $\Phi$ . Поле  $\mathbf{H}_{IFE}$  существует в освещенной области магнитной пленки во время распространения импульса через образец. Из-за импульса  $\mathbf{H}_{IFE}(t)$  Намагниченность образца становится локально смещенной, а колебания намагниченности распространяются в виде спиновых волн. Поэтому, как правило, динамика намагниченности должна описываться функцией  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ . Однако основные свойства динамики оптически индуцированной намагниченности в освещенном пятне можно рассмотреть в упрощенной модели, которая предполагает равномерную прецессию намагниченности  $\mathbf{M}(t)$ . В этой модели генерация спиновых волн может учитываться с помощью эффективного параметра затухания  $\alpha$ , который превышает параметр Гильберта  $\alpha_G$ .

Динамика намагниченности определяется уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта. В сферической системе координат с осью  $z$  вдоль нормали к пленке и осью  $x$  вдоль внешнего магнитного поля  $H$  в плоскости она записывается как

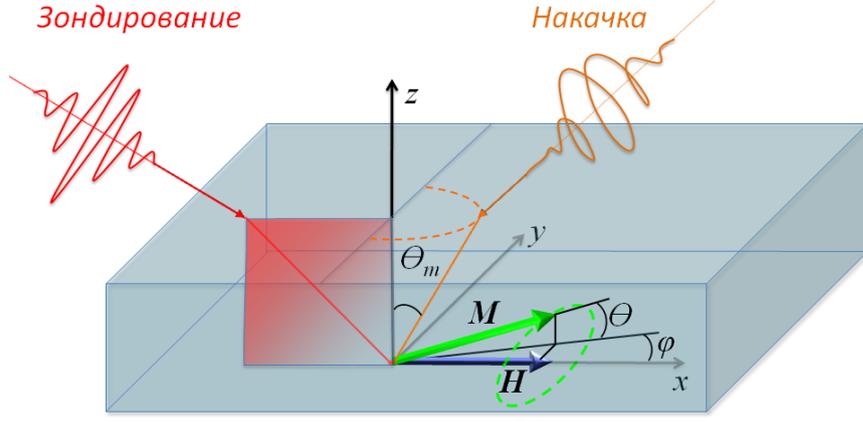


Рис. 4.1: Схема освещения исследуемых образцов импульсами накачки и зондирования.  $\mathbf{H}$  — внешнее магнитное поле. Перед оптическим возбуждением намагниченность  $\mathbf{M}$  направлена вдоль  $\mathbf{H}$ . Циркулярно поляризованный луч накачки индуцирует динамику намагничивания, приводя к прецессии вдоль траектории, которая изображена зеленой пунктирной линией.

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \alpha \sin \theta \frac{\partial \phi}{\partial t} = -\frac{\gamma}{M} \frac{\partial U}{\partial \phi} \frac{1}{\sin \theta}, \quad (4.1a)$$

$$-\alpha \frac{\partial \theta}{\partial t} + \sin \theta \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\gamma}{M} \frac{\partial U}{\partial \theta}. \quad (4.1b)$$

Здесь  $\theta$  — полярный угол намагниченности,  $\phi$  — азимутальный угол намагничивания (рис. 4.1),  $\gamma$  — гиромагнитное отношение, а  $U$  — плотность свободной энергии магнитной пленки. В случае преобладающей анизотропии роста относительно кристаллической, плотность свободной энергии  $U$  магнитной пленки записывается как

$$U = -(2\pi M^2 - K_U) \sin^2 \theta - HM \sin \theta \cos \phi - \mathbf{M}\mathbf{H}_{IFE}(t), \quad (4.2)$$

где  $K_U$  — постоянная одноосной магнитной анизотропии. Первый член в формуле 4.2 описывает магнитную анизотропию, вызванную плоской формой магнитного образца и его ростом. Магнитная анизотропия может характеризоваться эффективным полем анизотропии  $H_a = 4\pi M - 2K_U/M$ . В отсутствие  $\mathbf{H}_{IFE}$  намагниченность лежит в плоскости, что дает состояние равновесия  $\theta_0 = \pi/2$  и  $\phi_0 = 0$ . Переход к  $\theta_1 = \pi/2 - \theta$ , линеаризуя уравнение 4.1 и учитывая формулу 4.2 получаем следующую систему уравнений:

$$-\frac{\partial \theta}{\partial t} + \alpha \frac{\partial \phi}{\partial t} + \omega_0 \phi = \gamma H_{IFEy}(t) - \gamma H_{IFE_x}(t) \phi, \quad (4.3a)$$

$$\alpha \frac{\partial \theta_1}{\partial t} + \frac{\partial \phi}{\partial t} + \omega_a \theta_1 + \omega_0 \theta_1 = \gamma H_{IFEz}(t) - \gamma H_{IFE_x}(t) \theta_1, \quad (4.3b)$$

где  $\omega_a = \gamma H_a$  и  $\omega_0 = \gamma H$ . Из этих уравнений следует, что вклад  $H_{IFE_x}$  в возбуждение намагниченности пренебрежимо мал по сравнению с входом других компонентов  $\mathbf{H}_{IFE}$ . Задача решения системы линейных неоднородных дифференциальных уравнений 4.3 с помощью ультракоротких импульсов, подобных  $\delta$ -функции, можно свести к задаче решения системы однородных уравнений с начальными условиями

$$\theta_1(0+) = -\gamma H_{IFE_y} \Delta t + \gamma \alpha H_{IFE_z} \Delta t, \quad (4.4a)$$

$$\phi(0+) = \gamma H_{IFE_z} \Delta t + \gamma \alpha H_{IFE_y} \Delta t, \quad (4.4b)$$

где  $H_{IFE_z}$  — амплитуды импульсов поля ОЭФ  $H_{IFE_{y,z}}(t) = H_{IFE_{y,z}} \Delta t \delta(t)$ , и предполагается, что  $\alpha \ll 1$ .

Поскольку  $\mathbf{H}$  параллельна волновому вектору света внутри магнитной пленки  $\mathbf{k}$ , то  $H_{IFE_y}/H_{IFE_z} = k_y/k_z = \tan \Theta_m \sin \Phi$  (рис. 4.1), где  $\Theta_m$  и  $\Phi$  — полярный и азимутальный углы  $\mathbf{k}$  внутри магнитной пленки. Динамика намагниченности, возбуждаемая лазерным импульсом, определяется решением уравнений 4.3 для случая  $t > \Delta t$  и описывается прецессией свободной намагниченности, определяемой

$$\theta_1 = \theta_m \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \sin(\omega_r t + \beta), \quad (4.5)$$

где

$$\omega_r^2 = \omega_0(\omega_0 + \omega_a), \quad (4.6)$$

$$\tau = \frac{2}{\alpha(2\omega_0 + \omega_a)}. \quad (4.7)$$

Выражения для амплитуды  $\theta_m$  и фазы  $\beta$  получены с учетом уравнений 4.4. В общем случае они довольно громоздки, но при  $\alpha \rightarrow 0$  их можно заметно упростить:

$$\theta_m = \gamma \Delta t H_{IFE_z} \sqrt{\frac{\omega_0^2}{\omega_r^2} + \tan^2 \Theta_m \sin^2 \Phi}, \quad (4.8)$$

$$\tan \beta = \frac{\omega_r}{\omega_0} \tan \Theta_m \sin \Phi. \quad (4.9)$$

Следовательно, можно видеть, что начальная фаза прецессии намагничивания возникает, если плоскостная составляющая  $\mathbf{k}$ , ортогональная внешнему магнитному полю ( $k_y$ ), не равна нулю. Для относительно малых  $k_y$  ( $k_y \ll k_z$ ) фаза линейно увеличивается с  $k_y$ . Для магнитных пленок с одноосной магнитной анизотропией в плоскости и в малых магнитных полях отношение  $\omega_r/\omega_0$  может быть достаточно большим, что обеспечивает заметное изменение фазы даже при умеренных углах падения.

### 4.1.2 Экспериментальная демонстрация

Для экспериментального исследования использовалась пленка из редкоземельного феррита–граната с замещением ионов висмута ( $\text{Bi}_{1,4}\text{Y}_{1,6}\text{Al}_{1,55}\text{Sc}_{0,2}\text{Fe}_{3,25}\text{O}_{12}$ ) [59]. Его выращивали методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний–галлиевого граната с кристаллографической ориентацией (111). Толщина пленки 4,1 мкм, намагниченность насыщения  $4\pi M_s = 240$  Гс, константа одноосной анизотропии  $K_u$  отрицательна и равна  $-10$  эрг/см<sup>3</sup>, тогда как  $\gamma$  составляет  $1,76 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>·Э<sup>-1</sup>.

Образец исследуется методом двухцветной накачки–зондирования. Длина волны накачки составляет 616 нм, а импульсы накачки имеют круговую поляризацию и индуцируют прецессию намагничивания. Плотность энергии света составляет 0,2 мДж·см<sup>2</sup> (рассчитано для диаметра пучка 9 мкм). Длина волны зондирующего импульса составляет 820 нм, а расход энергии в 15 раз меньше. Фокусировка лучей накачки и зондирования выполняется объективом с одним отражающим микроскопом. Направление зондирующего луча фиксируется в плоскости  $xz$  при 17-ти градусном угле падения [Рис. 2 (а)]. При этом угол азимута пучка накачки изменяется от  $\Phi = -90$  градусов до  $\Phi = 90$  градусов. Угол падения накачки  $\Theta_i = 17$  градусов.

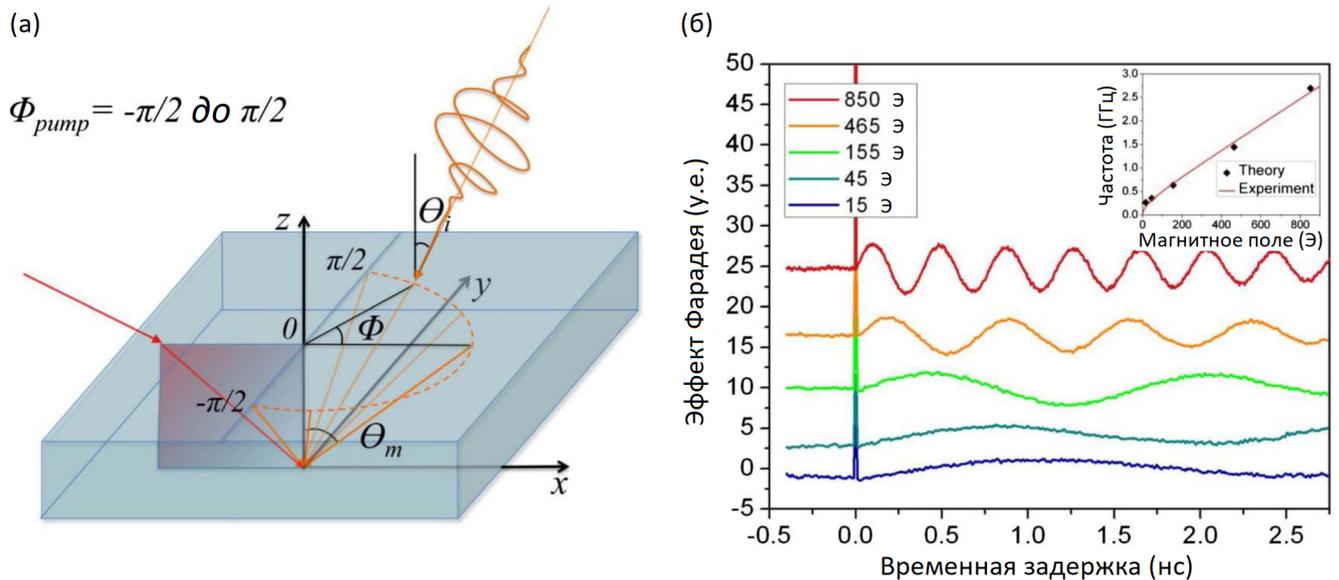


Рис. 4.2: (а) Схема эксперимента с изменением азимутального угла падения пучка накачки при изменении  $\Phi$  в диапазоне от  $-\pi/2$  до  $\pi/2$ . (б) Временная зависимость изменения фарадеевского вращения, указывающее на прецессию намагниченности, возбуждаемую лазерными импульсами в различных внешних магнитных полях от 15 до 850 Э. На вставке: зависимость частоты прецессии от внешнего магнитного поля.

### 4.1.3 Зависимость фазы прецессии от азимутального угла луча накачки и анализ результатов

Прецессия намагниченности, возбуждаемая лазерными импульсами в различных внешних магнитных полях  $H = 465$  Э показано на рис. 4.2б. Его временная зависимость хорошо описывается с помощью убывающей гармонической функции по формуле 4.5. Время затухания прецессии намагниченности при  $H = 465$  Э составляет  $\tau = 4,1$  нс, что в соответствии с формулой 4.7, соответствует параметру затухания  $\alpha = 0,024$ . Частота колебаний растет почти линейно с магнитным полем [вставка на рис. 4.2б]. Это также согласуется с теорией, в частности с формулой 4.6. Некоторое отклонение от уравнения 4.6 появляется для относительно небольших магнитных полей  $H < 20$  Э, что можно объяснить возбуждением спиновых волн и некоторой неоднородностью образца.

Теперь изменим ориентацию пучка накачки по схеме на рис. 4.2а и обратим внимание на начальную фазу прецессии возбужденного намагничивания [рис. 4.3а]. Можно отметить тенденцию изменения фазы с изменением угла азимута. Если наблюдаемые кривые прецессии намагниченности соотносить с уравнением 4.5, то количественно определяется фазовая зависимость от угла падения [красные кружки на рис. 4.3б]. Экспериментально полученные данные хорошо описываются уравнением 4.9 в пределе  $\beta \ll 1$ , если вводится некоторый аддитивный член  $\beta_0$ :  $\beta = \omega_r/\omega_0 \cdot \tan \Theta_m \sin \Phi + \beta_0$  [синяя линия на рис. 4.3б]. Наличие слагаемого  $\beta_0$  может быть связано с некоторой неточностью в определении углов  $\Phi$  и  $\Theta_m$ , а также с влиянием тепловых эффектов, которые не учитываются в приведенной выше теории. Тем не менее, наклон линии близок к обратному показателю преломления магнитной пленки  $1/n$ , что согласуется с уравнением 4.9. Действительно, для относительно небольшого угла падения и больших магнитных полей, где частота колебаний линейна по  $H$ , выполняются соотношения  $\omega_r/\omega_0 \approx 1$  и  $\beta \approx \Theta_m \sin \Phi \approx \Theta_i/n$ .

Изменение начальной фазы с изменением угла азимута может быть увеличено, если  $\omega_r$  много больше  $\omega_0$ . Это может быть возможно для пленок с большой магнитной анизотропией. Так, пленка с  $4\pi M = 1800$  Гс и  $K_U = -1 \cdot 10^4$  эрг/см<sup>3</sup> во внешнем магнитном поле  $H = 10$  Э будет иметь  $\omega_r/\omega_0 = 13,9$ , что подразумевает  $\beta = 78$  градусов для угла падения  $\Theta_i = 45$  градусов.

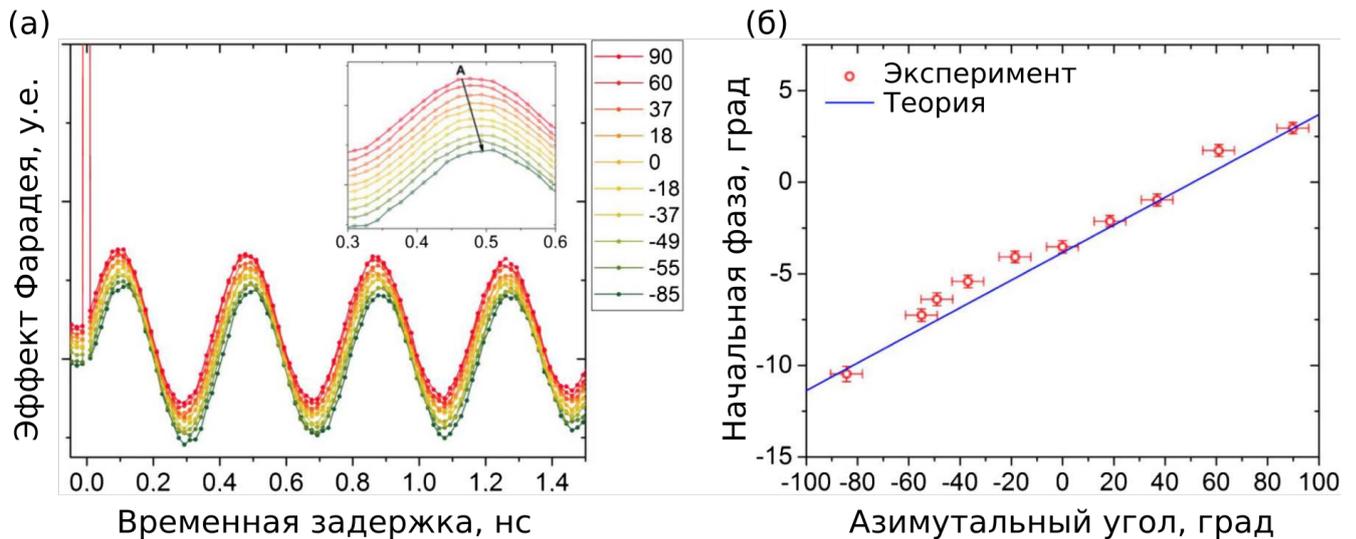


Рис. 4.3: (а) Временная зависимость фарадеевского вращения, соответствующая прецессии намагниченности, возбуждаемая пучками накачки с различными азимутальными углами. Угол азимута пучка накачки изменяется от  $\Phi = -90$  градусов до  $\Phi = 90$  градусов. Вставка: увеличение для облегчения отслеживания изменения фазы. Черная линия — ориентир, демонстрирующий изменение положения пика А. Кривые смещены для наглядности. (б) Зависимость фазового угла от синуса азимутального угла накачки. Угол наклона накачки составляет 17 градусов. Внешнее магнитное поле составляет 850 Э.

## 4.2 Результаты и выводы главы 4

Впервые предложен и продемонстрирован подход к изменению фазы колебаний намагниченности и спиновых волн, оптически возбуждаемых циркулярно поляризованными лазерными импульсами. Он позволяет точно контролировать параметры динамики намагниченности для случая, когда обратный эффект Фарадея отвечает за его возбуждение. Экспериментальные данные хорошо согласуются с предложенной теоретической интерпретацией эффекта, отражающего линейный тренд изменения угла фазы с изменением угла азимута света накачки. Показан сдвиг фазы на  $15^\circ$ , полученный при повороте плоскости падения пучка накачки на  $180^\circ$  при фиксированном угле падения в  $17^\circ$ . Расчеты предсказывают, что фаза колебаний может изменяться почти на 90 градусов в случае, когда магнитная пленка с высокой магнитной анизотропией в плоскости помещается в относительно небольшое внешнее магнитное поле, составляющее несколько десятков эрстед, и освещается под большим углом падения. Это исследование предоставляет простой и эффективный способ точного манипулирования сверхбыстрой динамикой намагниченности, что имеет все большее значение

для спинтронных и магнитофотонных приложений.

Представленные в главе результаты изложены в 2 научных статьях [3, 5], которые опубликованы в рецензируемых журналах, индексируемых в системах Web of Science и Scopus, и включенных Высшей аттестационной комиссией в список изданий, рекомендуемых для опубликования основных научных результатов диссертации на соискание ученой степени кандидата наук.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги данной работы, можно сказать, что обратные магнитооптические явления представляют широкий и фундаментальный, и прикладной интерес. Они находят применение как в разрабатываемых в настоящее время прототипах устройств, так и могут быть применены в спинтронике и магнотронике будущего.

Перечислим основные результаты, полученные в диссертационной работе:

1. Впервые продемонстрирован метод возбуждения поверхностных магнитостатических волн в диэлектрических магнитных пленках с помощью обратного эффекта Фарадея. Экспериментально показано, что в магнитных диэлектрических пленках висмут-замещенного феррита-граната  $\text{Bi}_{1,1}\text{Gd}_{1,9}\text{Fe}_{4,7}\text{Sc}_{0,3}\text{O}_{12}$  толщиной 3,6 мкм и  $\text{Bi}_{0,8}\text{Lu}_{2,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  толщиной 4 мкм, помещенных в насыщающее магнитное поле с величиной магнитной индукции от 4 до 150 мТл, ориентированное вдоль плоскости пленки, возбуждаются поверхностные магнитостатические спиновые волны с частотой от 4 до 5 ГГц с помощью сверхкоротких (длительностью 100–200 фс) лазерных импульсов за счет обратного эффекта Фарадея;
2. Впервые продемонстрирована возможность управления эффективностью возбуждения поверхностных и обратных объемных магнитостатических спиновых волн в диэлектрических магнитных пленках посредством управления размером области оптической накачки образца в случае возбуждения за счет обратного эффекта Фарадея. Экспериментально показано, что в магнитных диэлектрических пленках висмут-замещенного феррита-граната  $\text{Bi}_{1,1}\text{Gd}_{1,9}\text{Fe}_{4,7}\text{Sc}_{0,3}\text{O}_{12}$  толщиной 3,6 мкм, помещенных в насыщающее магнитное поле с величиной магнитной индукции от 4 до 120 мТл, ориентированное вдоль плоскости пленки, облучаемых сверхкороткими (длительностью 100–200 фс) лазерными импульсами, которые фокусируются на поверхность пленки в область диаметром от 5 до 17 мкм, соотношение начальных амплитуд обратных объемных и поверхностных магнитостатических волн меняется в диапазоне от 1:0,5 до 1:1,25;
3. Проанализировано влияние магнитной анизотропии и кристаллографических осей кристалла на свойства спиновых волн, возбуждаемых лазерными импульсами в диэлектрических магнитных пленках. Впервые показана возможность локального анализа магнитных свойств материала с помощью оптически возбуждаемых магнитостатических спиновых волн. Экспериментально продемонстрировано, что относительная ориентация направления насыщающего внешнего магнитного поля с величиной магнитной

индукции от 90 мТл, ориентированного под углом  $19^\circ$  плоскости пленки, и кристаллографических осей магнитной анизотропии висмут–замещенного феррита–граната  $\text{Bi}_{0,8}\text{Lu}_{2,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  толщиной 4 мкм влияет на спектр оптически возбуждаемых посредством обратного эффекта Фарадея спиновых волн: частота обратных объемных магнитостатических спиновых волн меняется в диапазоне от 3,81 до 3,90 ГГц, и частота поверхностных магнитооптических спиновых волн меняется в диапазоне от 4,48 до 4,66 ГГц;

4. Впервые предложен и продемонстрирован метод усиления обратного магнитооптического эффекта Фарадея с помощью возбуждения микрорезонаторной моды в магнитофотонном кристалле. Экспериментально показано усиление обратного эффекта Фарадея в 2,6 раза с помощью возбуждения микрорезонаторной моды на длине волны 642 нм в магнитофотонном кристалле, брэгговские зеркала которого составлены из четырех пар  $\text{TiO}_2$  толщиной 228 нм и  $\text{SiO}_2$  толщиной 351 нм, а микрорезонатор состоит из магнитной пленки висмут–замещенного феррита–граната  $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$  толщиной 410 нм;
5. Впервые предсказано и продемонстрировано влияние азимутального угла падения светового импульса на начальную фазу оптически возбуждаемой с помощью обратного эффекта Фарадея спиновой волны. В пленках висмут–замещенного феррита–граната  $\text{Bi}_{1,4}\text{Y}_{1,6}\text{Al}_{1,55}\text{Sc}_{0,2}\text{Fe}_{3,25}\text{O}_{12}$  экспериментально показано изменение начальной фазы спиновой волны в пределах  $15^\circ$  от азимутального угла импульса накачки, меняющегося в пределах от  $-90^\circ$  до  $90^\circ$ , при падении света под углом  $17^\circ$  в случае генерации спиновой волны посредством обратного эффекта Фарадея с помощью сверхкоротких (длительностью 100–200 фс) лазерных импульсов.

## Благодарности

Диссертант хочет поблагодарить своих наставников д.ф.-м.н. В.И. Белотелова и д.ф.-м.н. А.К. Звездина за плодотворное руководство и ценные советы.

Хочется также поблагодарить коллег из Крымского федерального университета им. В.И. Вернадского — д.ф.-м.н. А.Н. Шапошникова, д.ф.-м.н. А.Р. Прокопова и д.ф.-м.н. В.Н. Бержанского — за изготовление первоклассных магнитных пленок, данные по которым были представлены в данной диссертации.

В дополнение, хочется поблагодарить своих коллег к.ф.-м.н. А.И. Чернова, к.ф.-м.н.

Р.А. Ниязова, к.ф.-м.н. О.В. Боровкову, к.ф.-м.н. А.Н. Калиша, к.ф.-м.н. П.О. Капралова, к.ф.-м.н. Г.А. Князева, к.ф.-м.н. П.М. Ветошко, к.ф.-м.н. И.В. Савочкина за неоценимую помощь в научной работе, составившей фундамент данной диссертации.

## СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

МСВ — магнитостатическая волна

МФМР — магнитофотонный микрорезонатор

ООМСВ — обратная объемная магнитостатическая волна

ОЭФ — обратный эффект Фарадея

ПЗС — прибор с зарядовой связью

ПМСВ — поверхностная магнитостатическая спиновая волна

ПОМСВ — прямая объемная магнитостатическая спиновая волна

СВ — спиновая волна

СВЧ — сверхвысокочастотное (микроволновое) излучение

ФМР — ферромагнитный резонанс

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чернов А., Козхаев М., Ветошко П. и др. Локальное зондирование магнитных пленок с помощью оптического возбуждения магнитостатических волн // Физика твердого тела. — 2016. — Т. 58, № 6. — С. 1093–1098.
2. Chernov A., Kozhaev M., Savochkin I. et al. Optical excitation of spin waves in epitaxial iron garnet films: Mssw vs bvmsw // Optics letters. — 2017. — Vol. 42, no. 2. — P. 279–282.
3. Savochkin I. V., Jackl M., Belotelov V. I. et al. Generation of spin waves by a train of fs-laser pulses: a novel approach for tuning magnon wavelength // Scientific Reports. — 2017. — Vol. 7, no. 1. — P. 5668. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/s41598-017-05742-x>.
4. Kozhaev M. A., Chernov A. I., Sylgacheva D. A. et al. Giant peak of the inverse faraday effect in the band gap of magnetophotonic microcavity // Scientific reports. — 2018. — Vol. 8, no. 1. — P. 11435.
5. Chernov A. I., Kozhaev M. A., Khramova A. et al. Control of the phase of the magnetization precession excited by circularly polarized femtosecond-laser pulses // Photonics Research. — 2018. — Vol. 6, no. 11. — P. 1079–1083.
6. Звездин А., Котов В. Магнитооптика тонких пленок. — Наука, 1988.
7. Hopster H., Oepen H. P. Magnetic microscopy of nanostructures. — Springer Science & Business Media, 2006.
8. Tamir T., Garmire E., Hammer J. et al. Integrated Optics. Topics in Applied Physics. — Springer Berlin Heidelberg, 2013. — ISBN: 9783662432082.
9. Dötsch H., Bahlmann N., Zhuromskyy O. et al. Applications of magneto-optical waveguides in integrated optics // JOSA B. — 2005. — Vol. 22, no. 1. — P. 240–253.
10. Питаевский Л. Электрические силы в прозрачной среде с дисперсией // ЛП Питаевский//ЖЭТФ. — 1960. — Т. 39, № 5. — С. 1450–1458.
11. Van der Ziel J., Pershan P., Malmstrom L. Optically-induced magnetization resulting from the inverse Faraday effect // Physical Review Letters. — 1965. — Vol. 15, no. 5. — P. 190.
12. Pershan P., Van der Ziel J., Malmstrom L. Theoretical discussion of the inverse Faraday effect, Raman scattering, and related phenomena // Physical Review. — 1966. — Vol. 143, no. 2. — P. 574.

13. Deschamps J., Fitaire M., Lagoutte M. Inverse Faraday effect in a plasma // *Physical Review Letters*. — 1970. — Vol. 25, no. 19. — P. 1330.
14. Ландау Л., Лифшиц Е. Теоретическая физика: учебное пособие в 10 т. — 2-е, перераб. и дополн. изд. — М. : Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982. — Т. VIII. Электродинамика сплошных сред.
15. Смоленский Г., Леманов В. Ферриты и их техническое применение. — Наука, 1975.
16. Зон Б., Купершмидт В. Обратный эффект коттона-мутона в магнитоупорядоченных кристаллах // *ФТТ*. — 1983. — Т. 25, № 4. — С. 1231–1233.
17. Hecht J. Short history of laser development // *Optical engineering*. — 2010. — Vol. 49, no. 9. — P. 091002.
18. Зон Б., Купершмидт В., Пахомов Г., Уразбаев Т. Наблюдение обратного эффекта Коттона–Мутона в магнитоупорядоченном кристалле  $(\text{Lu, Bi})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$  // *Письма в ЖЭТФ*. — 1987. — Т. 45, № 5. — С. 219–222.
19. Teale R., Temple D. Photomagnetic anneal, a new magneto–optic effect, in si-doped yttrium iron garnet // *Physical Review Letters*. — 1967. — Vol. 19, no. 16. — P. 904.
20. Dillon Jr J., Gyorgy E., Remeika J. Photoinduced magnetic anisotropy and optical dichroism in silicon-doped yttrium iron garnet // *Physical Review Letters*. — 1969. — Vol. 22, no. 13. — P. 643.
21. Веселаго В., Дорошенко Р., Рудов С. Поляризационные зависимости фотоиндуцированных изменений магнитокристаллической анизотропии в  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при импульсном возбуждении // *ЖЭТФ*. — 1994. — Т. 105, № 3. — С. 638.
22. Bartelt A. F., Comin A., Feng J. et al. Element-specific spin and orbital momentum dynamics of Fe/Gd multilayers // *Lawrence Berkeley National Laboratory*. — 2008.
23. Hansteen F., Kimel A., Kirilyuk A., Rasing T. Femtosecond photomagnetic switching of spins in ferrimagnetic garnet films // *Physical review letters*. — 2005. — Vol. 95, no. 4. — P. 047402.
24. Hansteen F., Kimel A., Kirilyuk A., Rasing T. Nonthermal ultrafast optical control of the magnetization in garnet films // *Physical Review B*. — 2006. — Vol. 73, no. 1. — P. 014421.

25. Shelukhin L., Pavlov V., Usachev P. et al. Ultrafast laser-induced changes of the magnetic anisotropy in iron garnet films // arXiv preprint arXiv:1507.07437. — 2015.
26. Scouler W. Temperature-modulated reflectance of gold from 2 to 10 eV // Physical Review Letters. — 1967. — Vol. 18, no. 12. — P. 445.
27. Kirilyuk A., Kimel A. V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order // Reviews of Modern Physics. — 2010. — Vol. 82, no. 3. — P. 2731.
28. Агранат М., Ашитков С., Грановский А., Рукман Г. Взаимодействие пикосекундных лазерных импульсов с электронной, спиновой и фононной подсистемами в никеле // ЖЭТФ. — 1984. — Т. 86, № 4. — С. 1376.
29. Waterlaus A., Guarisco D., Lutz M. et al. Different spin and lattice temperatures observed by spin-polarized photoemission with picosecond laser pulses // Journal of Applied Physics. — 1990. — Vol. 67, no. 9. — P. 5661–5663.
30. Fann W., Storz R., Tom H., Bokor J. Electron thermalization in gold // Physical Review B. — 1992. — Vol. 46, no. 20. — P. 13592.
31. Sun C.-K., Vallée F., Acioli L. et al. Femtosecond-tunable measurement of electron thermalization in gold // Physical Review B. — 1994. — Vol. 50, no. 20. — P. 15337.
32. Beaurepaire E., Merle J.-C., Daunois A., Bigot J.-Y. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel // Physical review letters. — 1996. — Vol. 76, no. 22. — P. 4250.
33. Beaurepaire E., Turner G., Harrel S. et al. Coherent terahertz emission from ferromagnetic films excited by femtosecond laser pulses // Applied physics letters. — 2004. — Vol. 84, no. 18. — P. 3465–3467.
34. Hilton D. J., Averitt R., Meserole C. et al. Terahertz emission via ultrashort-pulse excitation of magnetic metal films // Optics letters. — 2004. — Vol. 29, no. 15. — P. 1805–1807.
35. Ju G., Nurmikko A., Farrow R. et al. Ultrafast optical modulation of an exchange biased ferromagnetic/antiferromagnetic bilayer // Physical Review B. — 1998. — Vol. 58, no. 18. — P. R11857.
36. Ju G., Nurmikko A., Farrow R. et al. Ultrafast time resolved photoinduced magnetization rotation in a ferromagnetic/antiferromagnetic exchange coupled system // Physical review letters. — 1999. — Vol. 82, no. 18. — P. 3705.

37. Ju G., Chen L., Nurmikko A. et al. Coherent magnetization rotation induced by optical modulation in ferromagnetic/antiferromagnetic exchange-coupled bilayers // Physical Review B. — 2000. — Vol. 62, no. 2. — P. 1171.
38. Meiklejohn W. H., Bean C. P. New magnetic anisotropy // Physical review. — 1956. — Vol. 102, no. 5. — P. 1413.
39. Kobayashi T., Hayashi H., Fujiwara Y., Shiomi S. Damping parameter and wall velocity of re-tm films // Magnetism, IEEE Transactions on. — 2005. — Vol. 41, no. 10. — P. 2848–2850.
40. Stanciu C., Kimel A., Hansteen F. et al. Ultrafast spin dynamics across compensation points in ferrimagnetic GdFeCo: The role of angular momentum compensation // Physical Review B. — 2006. — Vol. 73, no. 22. — P. 220402.
41. Kruglyak V., Hicken R. Magnonics: Experiment to prove the concept // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2006. — Vol. 306, no. 2. — P. 191 – 194. — Access mode: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885306005889>.
42. Лифшиц Е. О магнитном строении железа // ЖЭТФ. — 1945. — Т. 15. — С. 97–107.
43. Ахиезер А. И., Барьяхтар В., Пелетминский С. Спиновые волны. — Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1967.
44. Туров Е. Физические основы магнитоупорядоченных кристаллов. — Из-во АН СССР, 1963.
45. Тябликов С. Методы квантовой теории магнетизма. — Наука, 1975.
46. ЛД Л., ЕМ Л. Теоретическая физика: учебное пособие в 10 т. — 4-е, испр. изд. — М. : Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. — Т. VII. Теория упругости.
47. Ахиезер А., Барьяхтар В. Г., Каганов М. Спиновые волны в ферромагнетиках и антиферромагнетиках i // Успехи физических наук. — 1960. — Т. 71, № 9. — С. 533–579.
48. Ахиезер А., Барьяхтар В. Г., Каганов М. Спиновые волны в ферромагнетиках и антиферромагнетиках ii // Успехи физических наук. — 1960. — Т. 72, № 9. — С. 3–32.
49. Serga A., Chumak A., Hillebrands B. YIG magnonics // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2010. — Vol. 43, no. 26. — P. 264002.
50. Stancil D. D. Theory of Magnetostatic Waves. — Springer, 1993. — P. 174–209.

51. Kalinikos B. Excitation of propagating spin waves in ferromagnetic films // IEE Proceedings H (Microwaves, Optics and Antennas) / IET. — Vol. 127. — 1980. — P. 4–10.
52. Kalinikos B., Slavin A. Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions // Journal of Physics C: Solid State Physics. — 1986. — Vol. 19, no. 35. — P. 7013.
53. Moharam M., Grann E. B., Pommet D. A., Gaylord T. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings // JOSA a. — 1995. — Vol. 12, no. 5. — P. 1068–1076.
54. Li L. Fourier modal method for crossed anisotropic gratings with arbitrary permittivity and permeability tensors // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. — 2003. — Vol. 5, no. 4. — P. 345.
55. Gieniusz R., Smoczyński L. Magnetostatic spin waves in (111)-oriented thin garnet films with combined cubic and uniaxial anisotropies // Journal of magnetism and magnetic materials. — 1987. — Vol. 66, no. 3. — P. 366–372.
56. Yu H., Kelly O. d., Cros V. et al. Magnetic thin-film insulator with ultra-low spin wave damping for coherent nanomagnonics // Scientific reports. — 2014. — Vol. 4. — P. 6848.
57. Hahn C., Naletov V., de Loubens G. et al. Measurement of the intrinsic damping constant in individual nanodisks of  $\text{y}_3\text{fe}_5\text{o}_{12}$  and  $\text{y}_3\text{fe}_5\text{o}_{12}|\text{pt}$  // Applied Physics Letters. — 2014. — Vol. 104, no. 15. — P. 152410.
58. Pirro P., Brächer T., Chumak A. et al. Spin-wave excitation and propagation in microstructured waveguides of yttrium iron garnet/Pt bilayers // Applied Physics Letters. — 2014. — Vol. 104, no. 1. — P. 012402.
59. Prokopov A., Vetoshko P., Shumilov A. et al. Epitaxial bi-gd-sc iron-garnet films for magnetophotonic applications // Journal of Alloys and Compounds. — 2016. — Vol. 671. — P. 403–407.
60. Vasiliev M., Alam M. N.-E., Kotov V. A. et al. RF magnetron sputtered  $(\text{BiDy})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}:\text{Bi}_2\text{O}_3$  composite garnet-oxide materials possessing record magneto-optic quality in the visible spectral region // Optics express. — 2009. — Vol. 17, no. 22. — P. 19519–19535.

61. Collet M., De Milly X., Kelly O. d. et al. Generation of coherent spin-wave modes in yttrium iron garnet microdiscs by spin-orbit torque // *Nature communications*. — 2016. — Vol. 7. — P. 10377.
62. Reid A., Kimel A., Kirilyuk A. et al. Optical excitation of a forbidden magnetic resonance mode in a doped lutetium-iron-garnet film via the inverse Faraday effect // *Physical review letters*. — 2010. — Vol. 105, no. 10. — P. 107402.
63. Atoneche F., Kalashnikova A. M., Kimel A. V. et al. Large ultrafast photoinduced magnetic anisotropy in a cobalt-substituted yttrium iron garnet // *Phys. Rev. B*. — 2010. — Jun. — Vol. 81. — P. 214440. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.81.214440>.
64. Satoh T., Terui Y., Moriya R. et al. Directional control of spin-wave emission by spatially shaped light // *Nature Photonics*. — 2012. — Vol. 6, no. 10. — P. 662–666.
65. Parchenko S., Stupakiewicz A., Yoshimine I. et al. Wide frequencies range of spin excitations in a rare-earth Bi-doped iron garnet with a giant Faraday rotation // *Applied Physics Letters*. — 2013. — Vol. 103, no. 17. — P. 172402.
66. Yoshimine I., Satoh T., Iida R. et al. Phase-controllable spin wave generation in iron garnet by linearly polarized light pulses // *Journal of Applied Physics*. — 2014. — Vol. 116, no. 4. — P. 043907.
67. Stancil D. D., Prabhakar A. *Spin waves*. — Springer, 2009.
68. Schneider T., Serga A., Neumann T. et al. Phase reciprocity of spin-wave excitation by a microstrip antenna // *Physical Review B*. — 2008. — Vol. 77, no. 21. — P. 214411.
69. Demidov V. E., Kostylev M. P., Rott K. et al. Excitation of microwaveguide modes by a stripe antenna // *Applied Physics Letters*. — 2009. — Vol. 95, no. 11. — P. 112509.
70. Chumak A., Vasyuchka V., Serga A., Hillebrands B. Magnon spintronics // *Nature Physics*. — 2015. — Vol. 11, no. 6. — P. 453–461.
71. Schneider T., Serga A., Leven B. et al. Realization of spin-wave logic gates // *Applied Physics Letters*. — 2008. — Vol. 92, no. 2. — P. 022505.
72. Bessonov V., Mruczkiewicz M., Gieniusz R. et al. Magnonic band gaps in yig-based one-dimensional magnonic crystals: An array of grooves versus an array of metallic stripes // *Physical Review B*. — 2015. — Vol. 91, no. 10. — P. 104421.

73. Lisenkov I., Kalyabin D., Osokin S. et al. Nonreciprocity of edge modes in 1d magnonic crystal // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2015. — Vol. 378. — P. 313–319.
74. Mruczkiewicz M., Krawczyk M., Gubbiotti G. et al. Nonreciprocity of spin waves in metalized magnonic crystal // *New Journal of Physics*. — 2013. — Vol. 15, no. 11. — P. 113023.
75. Rousseau O., Rana B., Anami R. et al. Realization of a micrometre-scale spin-wave interferometer // *Scientific reports*. — 2015. — Vol. 5. — P. 9873.
76. Iguchi R., Ando K., Qiu Z. et al. Spin pumping by nonreciprocal spin waves under local excitation // *Applied Physics Letters*. — 2013. — Vol. 102, no. 2. — P. 022406.
77. Inoue M., Baryshev A., Takagi H. et al. Investigating the use of magnonic crystals as extremely sensitive magnetic field sensors at room temperature // *Applied Physics Letters*. — 2011. — Vol. 98, no. 13. — P. 132511.
78. Gertz F., Kozhevnikov A. V., Filimonov Y. A. et al. Magnonic holographic memory: From proposal to device // *IEEE Journal on Exploratory Solid-State Computational Devices and Circuits*. — 2015. — Vol. 1. — P. 67–75.
79. Kimel A., Kirilyuk A., Usachev P. et al. Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses // *Nature*. — 2005. — Vol. 435, no. 7042. — P. 655–657.
80. Au Y., Dvornik M., Davison T. et al. Direct excitation of propagating spin waves by focused ultrashort optical pulses // *Physical review letters*. — 2013. — Vol. 110, no. 9. — P. 097201.
81. Lenk B., Eilers G., Hamrle J., Münzenberg M. Spin-wave population in nickel after femtosecond laser pulse excitation // *Physical Review B*. — 2010. — Vol. 82, no. 13. — P. 134443.
82. Ulrichs H., Lenk B., Münzenberg M. Magnonic spin-wave modes in cofeb antidot lattices // *Applied Physics Letters*. — 2010. — Vol. 97, no. 9. — P. 092506.
83. Wang D., Ren Y., Liu X. et al. Light-induced magnetic precession in (ga, mn) as slabs: Hybrid standing-wave damon-eshbach modes // *Physical Review B*. — 2007. — Vol. 75, no. 23. — P. 233308.
84. Kruglyak V., Demokritov S., Grundler D. Magnonics // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2010. — Vol. 43, no. 26. — P. 264001.

85. Gieniusz R. Cubic and uniaxial anisotropy effects on magnetostatic modes in (111)-oriented yttrium iron garnet films // *Journal of magnetism and magnetic materials*. — 1993. — Vol. 119, no. 1-2. — P. 187–192.
86. Wen-Kang Z., Gong-Qiang L. The effects of the induced uniaxial anisotropy on excitation and propagation of magnetostatic volume waves // *Journal of magnetism and magnetic materials*. — 2003. — Vol. 256, no. 1-3. — P. 355–364.
87. Lemons R., Auld B. The effects of field strength and orientation on magnetostatic wave propagation in an anisotropic ferrimagnetic plate // *Journal of Applied Physics*. — 1981. — Vol. 52, no. 12. — P. 7360–7371.
88. Кожаев М., Чернов А., Савочкин И. и др. Особенности обратного эффекта фарадея, возникающего в пленках феррита-граната при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 2016. — Т. 104, № 12. — С. 851–855.
89. Савочкин И., Кожаев М., Чернов А. и др. Динамика намагниченности, индуцированная фемтосекундными оптическими импульсами в эпитаксиальных пленках феррита-граната вблизи края зоны поглощения // *Физика твердого тела*. — 2017. — Т. 59, № 5. — С. 883–887.
90. Lambert C.-H., Mangin S., Varaprasad B. C. S. et al. All-optical control of ferromagnetic thin films and nanostructures // *Science*. — 2014. — Vol. 345, no. 6202. — P. 1337–1340.
91. Bossini D., Belotelov V., Zvezdin A. et al. Magnetoplasmonics and femtosecond optomagnetism at the nanoscale // *Acs Photonics*. — 2016. — Vol. 3, no. 8. — P. 1385–1400.
92. Kalashnikova A. M., Kimel A. V., Pisarev R. V. Ultrafast opto-magnetism // *Physics-Uspekhi*. — 2015. — Vol. 58, no. 10. — P. 969.
93. Temnov V. V. Ultrafast acousto-magneto-plasmonics // *Nature Photonics*. — 2012. — Vol. 6, no. 11. — P. 728.
94. Stupakiewicz A., Szerenos K., Afanasiev D. et al. Ultrafast nonthermal photo-magnetic recording in a transparent medium // *Nature*. — 2017. — Jan. — Vol. 542. — P. 71. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/nature20807>.
95. Grundler D. Nanomagnonics // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2016. — Vol. 49, no. 39. — P. 391002.

96. Koene B., Deb M., Popova E. et al. Spectrally resolved optical probing of laser induced magnetization dynamics in bismuth iron garnet // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2016. — Vol. 28, no. 27. — P. 276002.
97. Deb M., Vomir M., Rehspringer J.-L., Bigot J.-Y. Ultrafast optical control of magnetization dynamics in polycrystalline bismuth doped iron garnet thin films // *Applied Physics Letters*. — 2015. — Vol. 107, no. 25. — P. 252404.
98. Jäckl M., Belotelov V., Akimov I. et al. Magnon accumulation by clocked laser excitation as source of long-range spin waves in transparent magnetic films // *Physical Review X*. — 2017. — Vol. 7, no. 2. — P. 021009.
99. Parchenko S., Satoh T., Yoshimine I. et al. Non-thermal optical excitation of terahertz-spin precession in a magneto-optical insulator // *Applied Physics Letters*. — 2016. — Vol. 108, no. 3. — P. 032404.
100. Yoshimine I., Tanaka Y. Y., Shimura T., Satoh T. Unidirectional control of optically induced spin waves // *EPL (Europhysics Letters)*. — 2017. — Vol. 117, no. 6. — P. 67001.
101. Shelukhin L., Pavlov V., Usachev P. et al. Ultrafast laser-induced changes of the magnetic anisotropy in a low-symmetry iron garnet film // *Physical Review B*. — 2018. — Vol. 97, no. 1. — P. 014422.
102. Maccaferri N., Bergamini L., Pancaldi M. et al. Anisotropic nanoantenna-based magnetoplasmonic crystals for highly enhanced and tunable magneto-optical activity // *Nano letters*. — 2016. — Vol. 16, no. 4. — P. 2533–2542.
103. Kataja M., Hakala T., Julku A. et al. Surface lattice resonances and magneto-optical response in magnetic nanoparticle arrays // *Nature communications*. — 2015. — Vol. 6. — P. 7072.
104. Belotelov V., Kalish A., Kotov V., Zvezdin A. Slow light phenomenon and extraordinary magneto-optical effects in periodic nanostructured media // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2009. — Vol. 321, no. 7. — P. 826–828.
105. Inoue M., Fujikawa R., Baryshev A. et al. Magnetophotonic crystals // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2006. — Vol. 39, no. 8. — P. R151.
106. Liu T.-M., Wang T., Reid A. H. et al. Nanoscale confinement of all-optical magnetic switching in tbfeo-competition with nanoscale heterogeneity // *Nano letters*. — 2015. — Vol. 15, no. 10. — P. 6862–6868.

107. Le Guyader L., Savoini M., El Moussaoui S. et al. Nanoscale sub-100 picosecond all-optical magnetization switching in gdfeco microstructures // Nature communications. — 2015. — Vol. 6. — P. 5839.
108. Kataja M., Freire-Fernández F., Witteveen J. P. et al. Plasmon-induced demagnetization and magnetic switching in nickel nanoparticle arrays // Applied Physics Letters. — 2018. — Vol. 112, no. 7. — P. 072406.
109. Cai Y., Ikeda S., Nakagawa K. et al. Strong enhancement of nano-sized circularly polarized light using an aperture antenna with v-groove structures // Optics letters. — 2015. — Vol. 40, no. 7. — P. 1298–1301.
110. Stanciu C., Hansteen F., Kimel A. et al. All-optical magnetic recording with circularly polarized light // Physical review letters. — 2007. — Vol. 99, no. 4. — P. 047601.
111. Sadovnikov A. V., Davies C. S., Kruglyak V. V. et al. Spin wave propagation in a uniformly biased curved magnonic waveguide // Phys. Rev. B. — 2017. — Aug. — Vol. 96. — P. 060401. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.96.060401>.
112. Davies C. S., Janu?onis J., Kimel A. V. et al. Towards massively parallelized all-optical magnetic recording // Journal of Applied Physics. — 2018. — Vol. 123, no. 21. — P. 213904.
113. Chernov A. I., Kozhaev M. A., Zvezdin A. K., Belotelov V. I. Generation of spin waves by fs-laser pulses in transparent magnetic films: role of the laser beam diameter // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — jul. — Vol. 869. — P. 012020.